POSITRONENVERNICHTUNG IN ELEKTRONENBESTRAHLTEN SILIZIUMKRISTALLEN

INAUGURAL-DISSERTATION
zur
Erlangung der Doktorwürde
des
Fachbereichs Physik
der Philipps-Universität Marburg/Lahn

vorgelegt von

ULRICH HOLZHAUER
aus Warburg/Westfalen

Marburg/Lahn 1979

Druck: Görich & Weiershäuser, Marburg

POSITRONENVERNICHTUNG IN ELEKTRONENBESTRAHLTEN SILIZIUMKRISTALLEN

INAUGURAL-DISSERTATION
zur
Erlangung der Doktorwürde
des
Fachbereichs Physik
der Philipps-Universität Marburg/Lahn

vorgelegt von

ULRICH HOLZHAUER
aus Warburg/Westfalen

Marburg/Lahn 1979

Druck: Görich & Weiershäuser, Marburg

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Vom Fachbereich Physik der Philipps-Universität
als Dissertation angenommen am 6. 3. 79

Tag der mündlichen Prüfung am 30. 4. 79

Berichterstatter: Prof. Dr. F. W. Richter
Mitberichterstatter: Prof. Dr. W. Fuhs

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung 1

2. Positronen im Festkörper 2

2.1 Thermalisierung 2
2.2 Lebensdauer der Positronen 2
2.3 Experimentelle Meßmethoden 3

3 Beschreibung der Wechselwirkung der Positronen mit Fehlstellen
3.1 Das Trappingmodell für zwei Fehlstellen 6
3.2 Erweiterungen des Trappingmodells 1o

4 Das Defektbild in elektronenbestrahltem Silizium
4.1 Der Defektmechanismus 13
4.2 Defekttypen 14
4.3 Produktionsraten von Defekten 15

5 Die Meßapparatur
5.1 Der Kryostat 18
5.2 Der Probenhalter 2o
5.3 Die Positronenquelle 21
5.4 γ-Spektrometer zur Messung der Dopplerverbreiterung 21
5.5 Die Lebensdauermeßapparatur 22
5.6 Die Zeitauflösung 25
5.7 Das Peak zu Untergrund Verhältnis 26
5.8 Durchführung der Messungen und Auswerteverfahren 27

Die Meßergebnisse und ihre Diskussion

6 Ausheilmessungen an elektronenbestrahltem Silizium
6.1 Isochrone Ausheilmessungen an p-dotiertem Silizium 29
6.2 Isochrone Ausheilmessungen an reinst Silizium 3o

7 Die Temperaturabhängigkeit von Positronenvernichtungsraten
7.1 Lebensdauermessungen an verschieden dotierten Siliziumproben 35

7.2 Temperaturmessungen an elektronenbestrahlten n-dotiertem Silizium 36

7.3 Temperaturmessungen an elektronenbestrahltem reinst Silizium 43

7.4 Vergleich der Meßergebnisse mit Modellvorstellungen von Brandt und Arefiev. 49

8 Zusammenfassung 5o

9 Anhang 51

1o Literatur 57

1. Einleitung

Positronenvernichtungsexperimente an Metallen haben gezeigt,daß Positronen außerordentlich empfindlich selbst auf kleinste Leerstellenkonzentrationen reagieren.Nur wenige Arbeiten beschäftigen sich bisher mit der Untersuchung von der Positronenzerstrahlung im Halbleiter.In einem strahlengeschädigten Halbleiter ist das Defektbild komplizierter als in Metallen,da die Störstellen u.a. infolge verschiedener Ladungszustände unterschiedliche Wirkungsquerschnitte für den Positroneneinfang haben.Strahlenschäden in Halbleitern,die durch Bestrahlung mit hochenergetischen Teilchen z.B.Elektronen,Neutronen,usw. entstehen,änderen die Materialeigenschaften zum Teil sehr stark und die Kenntnis der dabei entstehenden Effekte ist für die Halbleitertechnologie von grosser Bedeutung.Zahlreiche Untersuchungen des komlizierten Ausheilverhaltens von Defekten sollen Aufschlüsse über atomistische Vorgänge in Festkörpern bringen und beschäftigen die Grundlagenforschung schon seit zwei Jahrzehnten.Neuartige Meßverfahren z.B. ESR werden zur Charakterisierung der Defekte herangezogen.

Die Anwendung der Positronenmeßmethoden zur Untersuchung von strahleninduzierten Defekten in Silizium und ihre Wechselwirkung mit Positronen erschien uns daher aus mehreren Gründen reizvoll:

a) zum ersten Mal sollte untersucht werden,ob die Möglichkeit besteht, bei tiefen Temperaturen (4,2K) erzeugte Punktdefekte in Silizium mit Hilfe der Positronenvernichtung nachzuweisen und zu charakterisieren

b) durch eine Verschiebung des Ferminiveaus können Fehlstellen umgeladen werden.Sind solche Umladungsprozesse und die dadurch bedingten Änderungen der Positroneneinfangquerschnitte meßbar ?

c) sind aus der Temperaturabhängigkeit der Positroneneinfangrate Rückschlüsse auf den Einfangmechanismus möglich ?

d) die Defektstruktur in bestrahltem Silizium ist z.B. durch ESR-Messungen gut bekannt.Ist die Positronenvernichtungsmethode geeignet, zusätzliche Informationen zu liefern?

Um möglichst umfassende Informationen zu erhalten,führten wir daher gleichzeitig Positronenlebensdauer-und Dopplerverbreiterungsmessungen durch.Zur Interpretation der Meßergebnisse war es nötig,das Trappingmodell auf zwei Trappingzentren zu erweitern.

2. Positronen im Festkörper

2.1 Die Thermalisierung

Positronen, die mit einer Maximalenergie von o.5 MeV bis etwa 1.8 MeV -je nach Art des radioaktiven Isotops - in einen Festkörper eindringen, werden in diesem Energiebereich durch inelastische Stöße mit den Atomen abgebremst. Im keV Bereich überwiegt die Plasmonanregung und durch Elektron-Lochpaar-Erzeugung und Phononwechselwirkung erhalten die Positronen schließlich thermische Energien [1],[2],[3].

Mills et al.[4] berechneten für den Fall der Wechselwirkung der Positronen mit Phononen die Thermalisierungszeit $t_{1/2}$ für einen Halbleiter. Nach Gleichung(1) erhielten sie eine Thermalisierungszeit in Silizium von 1 Picosekunde bei einer Temperatur von 6o K.

$$t_{1/2} = \frac{3\pi^{1/2}}{16} \frac{\mu(kT)^{1/2}}{v_p^2} \left(\varepsilon_2^{-1/2} - \varepsilon_1^{-1/2}\right) \qquad (1)$$

In Gl.(1) bedeuten $\mu(kT)$ die temperaturabhängige Beweglichkeit der Positronen, v_p die Positronengeschwindigkeit und ε_1 beziehungsweise ε_2 Anfangs-und Endenergie. Die Thermalisierungszeit der Positronen in Silizium von einer Picosekunde ist klein gegenüber der mittleren Lebensdauer (ca. 22o psec) im defektfreien Silizumkristall.

Neuere Arbeiten [6],[29] kommen allerdings zu Thermalisierungszeiten bis 6o psec(siehe Kap.3.2).

2.2 Die Positronenlebensdauer

Ein thermalisiertes Positron besitzt wie ein klassisches Teilchen eine Maxwellverteilung der Geschwindigkeiten und zerstrahlt schließlich seinem Antiteilchen, dem Elektron, in zwei unter einem Winkel von ungefähr 18o Grad emittierten Gammaquanten mit einer Energie von jeweils 511 keV (Ruheenergie des Positron-Elektron-Paares vermindert um seine Bindungsenergie).

Für die mittlere Vernichtungsrate eines Positrons mit einem Elektronengas der Dichte n_e gilt nach Dirac [7] :

$$\lambda = v_p n_e \sigma_{2\gamma} \qquad (2)$$

Dabei sind v_p die Positronengeschwindigkeit und $\sigma_{2\gamma}$ der Wirkungsquerschnitt für

die Vernichtung eines Positrons mit einem Elektron.Die mittlere Lebensdauer $\overline{\tau}$ des Positrons ist definiert als der Kehrwert der mittleren Vernichtungsrate

$$\overline{\tau} = \lambda^{-1} \tag{3}$$

und ist daher umgekehrt proportional zur Elektronendichte am Ort des Positrons.

2.3 Die Impulsverteilung

Werden die zwei bei der Vernichtung der Positronen entstehenden Gammaquanten nicht unter einem Winkel von 180 Grad emittiert,so ist der Differenzwinkel Θ ein direktes Maß für den Schwerpunktimpuls des Positron-Elektron Paares zum Zeitpunkt der Vernichtung

$$\Theta = \frac{|\vec{P}_{e^+e^-}|}{m_o c} \tag{4}$$

m_o ist die Ruhemasse des Elektrons und c die Lichtgeschwindigkeit.
Zerstrahlt ein Positron im thermalisierten Zustand mit einem Elektron,so kann der Impulsbeitrag des Positrons gegenüber dem des Elektrons vernachlässigt werden [1] .Eine Messung der Winkelverteilung Θ der Gammaquanten liefert also unter dieser Voraussetzung eine Aussage über die Impulsverteilung der Elektronen.

Die Elektronendichte und die Impulsverteilung der Elektronen in einem ungestörten Kristall unterscheiden sich von denjenigen in einem Kristall mit Fehlstellen.In den beiden Fällen mißt man daher unterschiedliche Positronenvernichtungsraten.Verschiedene Elektronendichten führen zu unterschiedlichen Lebensdaueren der Positronen und aus der Impulsverteilung der beim Vernichtungsprozeß beteiligten Elektronen resultiert die Dopplerverbreiterung der 511 keV Fotolinie.

2.4 Experimentelle Meßmethoden

Zur Messung der Positronenlebensdauern und der Impulsverteilung der Elektronen werden im wesentlichen drei experimentelle Meßmethoden eingesetzt.
Zur Bestimmung der Lebenszeiten verwendet man in der Regel eine FAST-SLOW-COINCIDENCE Anordnung,mit deren Hilfe man die Zeitdifferenz zwischen der Entstehung eines Positrons (mittels gleichzeitiger Emission der 1.28 MeV Gammastrahlung einer radioaktiven ^{22}Na Quelle) und seiner Vernichtung mißt.Diese Meßanordnung

wird ausführlich in Kap. 5.5 beschrieben.

Mit einer Winkelkorrelations-Meßapparatur bestimmt man die Winkelverteilung der Impulskomponenten der Elektronen v e r t i k a l zur Ausbreitungsrichtung der Gammaquanten.Entsprechend der in Fig.1 abgebildeten "Lang-Schlitz-Geometrie" wird die Elektronenimpulskomponente in z-Richtung bestimmt,während über die x und y Richtungen gemittelt wird [9].

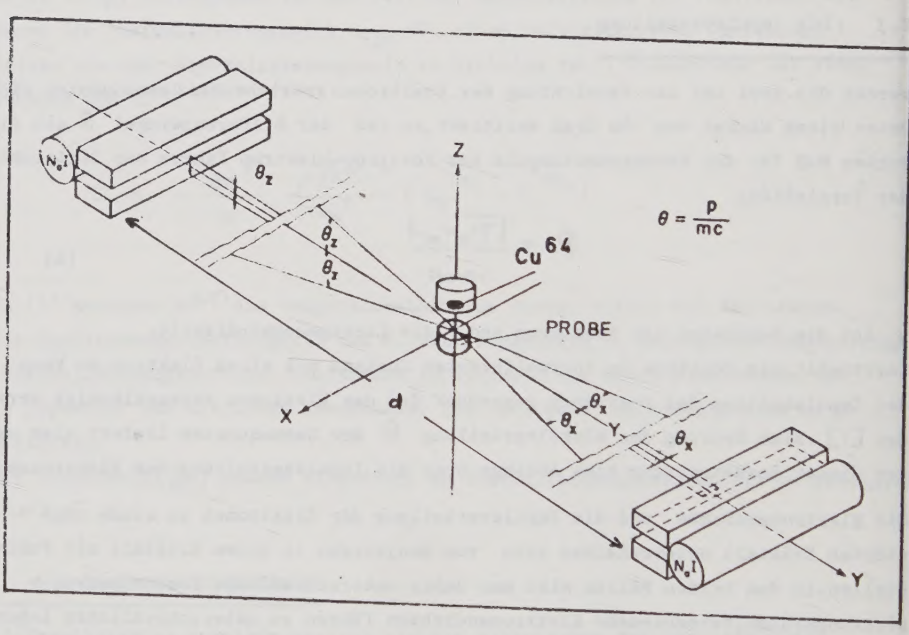

Fig. 1 Experimentelle Anordnung der Long-Slit-Apparatur.

Zwischen p_z der z-Komponente des Impulses und der Verschiebung z eines Detektors gilt die Beziehung

$$z = \frac{p_z \cdot d/2}{m_0 c} \qquad (5)$$

Die Impulskomponentenverteilung des Elektron-Positron-Paares in Emissionsrichtung erzeugt eine Dopplerverbreiterung der 511 keV Fotolinie.Der Zusammenhang aus der Dopplerverbreiterung ΔE und der Fermigeschwindigkeit der Elektronen ergibt sich aus der Beziehung

$$\Delta E = \frac{E_o}{2c} v_f \qquad (6)$$

mit $E_o = m_o c^2$ der Ruheenergie des Elektrons und v_f der Fermigeschwindigkeit des Elektronengases im Fall der Metalle.
Einige Abschätzungen sollen die Größenordnung der Dopplerverteilung verdeutlichen : die Fermigeschwindigkeit von Elektronen in Lithium beträgt $1{,}3 \cdot 10^6$ m/s [11] ;für ΔE ergibt sich dann aus (6) ein Wert von 1.1 keV.Berücksichtigt man die mittlere kinetische Energie E_e der Elektronen,so verursachen Elektronen mit einer Energie E_e = 2,2 eV eine Dopplerverbreiterung von 1,5 keV der 511 keV Vernichtungslinie.
Diese Beispiele zeigen,daß die Energieauflösung einer Meßapparatur um 1 keV liegen muß,wenn man einen Meßeffekt erzielen will.Mit einem hochauflösenden intrinsic Germaniumdetektor sind solche Werte erreichbar (Kap.5.4).

Vergleicht man beide Meßmethoden -Winkelkorrelation und Dopplerverbreiterung - miteinander,so erhält man im Fall isotroper Fermiflächen identische Informationen,wobei zwischen dem Energie - und Winkelauflösungsvermögen Θ der folgende Zusammenhang besteht

$$\Delta E = \frac{E_o}{2} \Theta \qquad (7)$$

Eine Energieauflösung von 1.1 keV entspricht demnach einer Winkelauflösung von 4,3 mrad.Da man jedoch mit Winkelkorrelationsmeßapparaturen ein Winkelauflösungsvermögen von o,25 mrad erreichen kann,können damit Impulskomponenten um mehr als eine Größenordnung genauer aufgelöst werden.Vergleicht man allerdings den apparativen Aufwand beider Meßmethoden, so sind Winkelkorrelationsmessungen wesentlich aufwendiger.Die notwendig große Entfernung der beiden Detektoren ($\sim$7m) verlangt die Verwendung von starken radioaktiven Quellen ($\sim$1Ci),um die Meßzeit in erträglichen Grenzen zu halten.Dopplerverbreiterungsmessungen benötigen dagegen nur einen Detektor und erzielen in wesentlich kürzeren Zeiten eine hervorragende statistische Genauigkeit der Daten (Kap. 5.4).

3 Beschreibung der Wechselwirkung der Positronen mit Fehlstellen

Der Einfang der Positronen in Defekten und die dafür charakteristischen Lebens= zeiten der Positronen lassen sich quantitativ von einem Trappingmodell be= schreiben,das in seiner einfachsten Art - bei Vorhandensein nur e i n e r Fehlstelle -von Connors und West [13] entwickelt wurde.
Die Fehlstelle wird dabei charakterisiert durch ihre Einfangsrate $\varkappa$ für Positronen und der defektspezifischen Lebensdauer.

3.1 Das Trappingmodell für zwei verschiedene Fehlstellen

Für die Positronenzerstrahlung in zwei verschiedenen Fehlstellen bei Ver = nachlässigung eines möglichen Positronenescapes (siehe Kap.3.2) ergeben sich die folgenden Ratengleichungen [14]:

$$\frac{dn_1}{dt} = -\lambda_f n_1 - \mu_1 C_{1v} n_1 - \mu_2 C_{2v} n_1$$

$$\frac{dn_2}{dt} = -\lambda_2 n_2 + \mu_1 C_{1v} n_1 \qquad (8)$$

$$\frac{dn_3}{dt} = -\lambda_3 n_3 + \mu_2 C_{2v} n_1$$

$n_1 + n_2 + n_3 = n$ ist die Gesamtzahl der Positronen.

Dabei bedeuten :

n_1 = Anzahl der Positronen,die im freien Zustand zerstrahlen,
n_2 = Anzahl der Positronen,die im Fehlstellentyp 1 zerstrahlen,
n_3 = Anzahl der Positronen,die im Fehlstellentyp 2 zerstrahlen,
λ_f = Vernichtungsrate im freien Zustand ,
λ_2 = mittlere Vernichtungsrate im Trap 1 (9)
λ_3 = mittlere Vernichtungsrate im Trap 2
C_{1v} = Fehlstellendichte vom Typ 1
C_{2v} = Fehlstellendichte vom Typ 2
μ_1 = Trappingkonstante von Trap 1,
μ_2 = Trappingkonstante von Trap 2
$\varkappa_1 = \mu_1 C_{1v}$ und $\varkappa_2 = \mu_2 C_{2v}$ = Trappingraten für Fehlstellentyp 1 und 2 .

Anmerkung: Eine Trappingrate gibt an, wieviel Positronen pro Zeiteinheit von einer Haftstelle eingefangen werden.
Eine Trappingkonstante ist eine "spezifische Trappingrate" und ist definiert als Qotient aus Trappingrate und Fehlstellendichte.

Die drei Gleichungen (8) stellen ein System von gekoppelten,linearen Dif = ferentialgleichungen erster Ordnung dar.Die vollständige Lösung dieses Gleichungs= systems ist im Anhang 1 wiedergegeben.Es wird vorausgesetzt, daß zur Zeit t= o n Positronen vorhanden sind und sich davon keine in Fehlstellen befin= den $n_2 = n_3 = o$.

Für die Vernichtungsrate der Positronen R(t) ergibt sich ein Ausdruck der Form (Anhang 1,Gl. 17 A) :

$$R(t) = -\frac{\dot{n}(t)}{n_0} = A_1 e^{\Lambda_1 t} + A_2 e^{\Lambda_2 t} + A_3 e^{\Lambda_3 t}$$

mit den Zerfallsraten

$$\Lambda_1 = -(\lambda_f + \varkappa_1 + \varkappa_2) \quad , \quad \Lambda_2 = -\lambda_2 \quad , \quad \Lambda_3 = -\lambda_3 \qquad (10)$$

und die relativen Anteile der Zerfallsraten (Intensitäten)

$$A_1 = 1 + \frac{\varkappa_1}{\lambda_2 + \Lambda_1} + \frac{\varkappa_2}{\lambda_3 + \Lambda_1} \quad , \quad A_2 = -\frac{\varkappa_1}{\lambda_2 + \Lambda_1} \quad ,$$

$$A_3 = \frac{-\varkappa_2}{\lambda_3 + \Lambda_1}$$

Λ_2 und Λ_3 sind von der Fehlstellendichte unabhängig und charakterisieren den Defekttyp. Λ_1 setzt sich aus der Summe der Vernichtungsrate im freien Zustand und den beiden Trappingraten $\varkappa_1$ und $\varkappa_2$ zusammen. Alle drei Intensitäten sind von den Defektkonzentrationen abhängig.

Da sich insbesondere bei Metallen die mittleren Zerfallsraten der Positro= nen im reinen und defekten Kristall oftmals nur geringfügig unterscheiden,ist eine trennte experimentelle Bestimmung nicht möglich.Viele der bisher veröffentlichten Ar= beiten [15], [16], [18] gehen daher von der Bestimmung eines Mittelwertes aus.Bei

der Interpretation solcher Mittelwerte wird davon ausgegangen,daß das Positron nur zwei Zerfallkanäle hat,die Vernichtung im freien oder getrappten Zustand [14] .
Für die mittlere Lebensdauer $\bar{\tau}$ ergibt sich der folgende Ausdruck [16] :

$$\bar{\tau} = \tau_f \frac{1 + \kappa_t \tau_t}{1 + \kappa_t \tau_f} \qquad (11)$$

Für die gemessenen Mittelwerte bei der Dopplerverbreiterungsmessung -den Lineshape Parametern I_v und I_c - bietet sich nach Triftshäuser folgende Definition an

$$J_v = J_v^f P_f + J_v^t P_v \qquad (12)$$

Dabei bedeuten I_v^f die Peakzählraten für den ungestörten Kristall und I_v^t die Zählrate für den Fall,daß sämtliche Positronen in Fehlstellen getrappt werden. P_f und P_v sind die Wahrscheinlichkeiten für die Zerstrahlung der Positronen im freien bzw. getrappten Zustand [9] :

$$P_f = \frac{\lambda_f}{\lambda_f + \kappa_t} \quad \text{und} \quad P_v = \frac{\kappa_f}{\lambda_f + \kappa_t} \qquad (13)$$

In Fig. 2 sind die Lineshape-Parameter eingezeichnet.Die Kurven stellen die Impulsverteilung der Elektronen dar,gefaltet mit dem Auflösungsvermögen der Meßapparatur.Der Peak der Kurven rührt vorwiegend von Zerstrahlungen der Positronen mit Valenzelektronen her,während der Untergrund durch Zerstrahlung mit Rumpfelektronen erzeugt wird.Mißt man an Proben mit Defekten,so ändert sich die Impulsverteilung,da das Positron von Haftstellen eingefangen wird und dann bevorzugt mit Valenzelektronen zerstrahlt.Dies führt zu einem Anstieg der Linie in der Mitte und einem Abfall am Rande.Dieses Verhalten wird durch die Line = shape Parameter qualitativ erfaßt.I_v ist eine Fläche in der Mitte der Kurve.Ihre Breite betrug bei unseren Messungen 5 Kanäle,dies entsprach einer Energie von 511 eV und liegt im Fall der Metalle innerhalb der Fermienergie der Elektronen von 3-4 eV.Die Größe I_c ist ein Maß für die Zerstrahlung der Positronen mit Rumpfelektronen.
In der Literatur sind zur Charakterisierung der Dopplerverbreiterung verschiede

Paramete

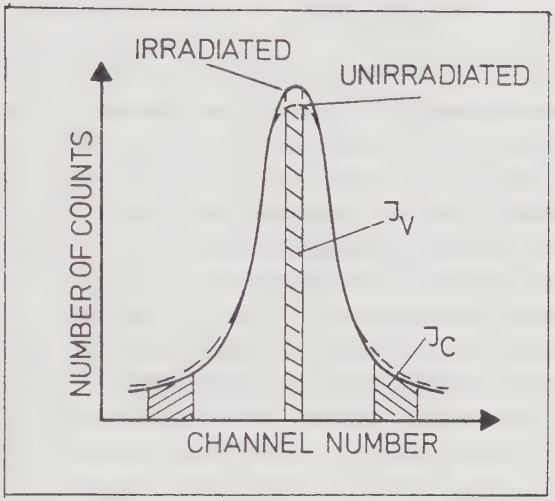

Fig. 2 Die Lineshape Paramter I_v und I_c

S und ν eingeführt worden[44],[45],[46] .Der von uns verwendete Paramter I_v normiert über die Peakgesamtfläche wird auch als Q Wert bezeichnet [47] . S.J.Tao wies nach,daß ein linearer Zusammenhang zwischen Q^{-2} und dem 2. Kurvenmoment des Dopplerspektrums besteht[47] .Beide Parameter I_v und I_c sind abhängig von der Fehlstellendichte.Um nun Aufschluß über den vorliegenden Defekttyp zu erhalten, kann man entweder Lebenszeitmessungen durchführen und -falls möglich - die defektspezifischen Lebensdauern (1o) bestimmen oder man definiert nach Triftshäuser einen vom Trappingmodell ableitbaren defektcharakteristischen R Parameter [17] :

$$R = \left| \frac{J_v - J_v^f}{J_c - J_c^f} \right| = \left| \frac{J_v^t - J_v^f}{J_c^t - J_c^f} \right| \qquad (14)$$

I_v^t und I_c^t sind diejenigen Lineshape Parameter,die man erhält,wenn sämtliche Positronen in Fehlstellen eingefangen werden und I_v^f und I_c^f charakterisieren den defektfreien Kristall.R ist somit von der Fehlstellendichte unabhängig und beschreibt den Defekttyp.

3.2 Erweiterungen des Trappingmodells

Die bisher entwickelten Vorstellungen über die Wechselwirkung der Positronen mit Fehlstellen im Kristall machen eine Reihe von wesentlichen Voraussetzungen:

a) die Thermalisierungszeit der Positronen (1) ist kurz gegen die mittlere Lebensdauer,

b) Positronen werden nur im thermalisierten Zustand getrappt,

c)die Möglichkeit des Positronenescapes aus dem Trap wird vernachlässigt,

d) die Positroneneinfangrate κ ist temperaturunabhängig.

Um solche Effekte aber mitbeschreiben zu können,muß das Trappingmodell (8) um weitere Parameter ergänzt werden,bzw. bei den bereits eingeführten Größen (1o) muß ein Gang mit der Temperatur berücksichtigt werden.Eine Ergänzung des Trappingmodells um weitere Variable ist allerdings experimentell nur sehr schwer zu verifizieren.Die für unsere Experimente maßgeblichen Meßgrößen werden in Kap. 5.8 ausführlich diskutiert.An dieser Stelle soll nur ein kurzer Überblick über die wichtigsten Erweiterungen des Trappingmodell gegeben werden, im übrigen wird auf die entsprechende Literatur verwiesen.

Detrapping: [19] [2o] [21] .

Ist die Bindungsenergie des Positrons an die Fehlstelle klein (etwa o.o1 eV, [19]) so gibt es eine gewisse Wahrscheinlichkeit für das Positron,die Leerstelle wieder innerhalb seiner Lebensdauer zu verlassen.Diese sogenannte Escaperate ist eine Funktion der Temperatur.Berücksichtigt man einen solchen Escapeterm in den Ratengleichung des Trappingmodells (8), ,so führt die Lösung zu einer Temperaturabhängigkeit der defektspezifischen Zerfallsrate λ_1 Gl.(1o)[21] .

Thermische Ausdehnung: [22],[23]

Die thermische Ausdehnung eines Kristalls mit der Temperatur bewirkt ein Auseinanderrücken der Atomrümpfe und damit zu einer wenn auch geringfügigen Veränderung von Elektronendichte und Impulsverteilung der Elektronen.Diese Änderung wirkt sich sowohl auf die Lebensdauer der Positronen als auch auf die Peakzählraten insbesondere im Fall der Metalle aus.

Selftrapping: [24],[25],[26]

Seeger [24] schlug vor,daß neben den bereits beschriebenen zwei Zerstrahlungsmöglichkeiten des Positrons noch ein weiterer Zustand möglich sei,aus dem das Positron zerstrahlen kann. Im Falle des "self trapping" Zustandes geht man von der Vorstellung aus,daß das Positron aufgrund der Coulomb Wechselwirkung das Gitter verzerrt und von dieser selbst verursachten Gitterstörung getrappt wi

Trapping von nicht thermalisierten Positronen [27],[28],[29],[30]

Infolge der Thermalisierungszeit der Positronen von 1 Picosekunde,die kurz gegen= über der mittleren Lebensdauer von 22o Picosekunden der Positronen im ungestör = ten Kristall ist,ging man bisher davon aus,daß während des Thermalisierungsprozes= ses keine Positronen getrappt würden.Messungen von Kelly [29] an unbestrahlten Siliziumproben zeigen jedoch eine kurze Lebensdauerkomponente von 6o Picosekun= den.Diese Lebensdauerkomponente wird durch die Zerstrahlung von Positronen im nicht thermalisierten Zustand interpretiert.Bisher ergaben Messungen an nicht bestrahlten Silizium nur eine einzige Lebensdauerkomponente von 22o psec (vergl. Kap. 6).Warburton et al. [28] forderten die Einführung von zwei Trappingkonstanten, im thermalisierten undnichtthermalisierten Zustand der Positronen,um so die unter= schiedlichen Angaben von Bildungsenergien der Leerstellen von verschiedenen Autoren anpassen zu können.

Die Temperaturabhängigkeit der Trappingrate [1],[14],[16],[34],[35],[36]

Messungen des Temperaturganges der von der Fehlstellendichte abhängigen Zerfalls= rate λ_1 und ihrer Intensitäten (1o) lassen auf eine Abhängigkeit der Positro= nentrappingrate von der Temperatur schließen [14],[34] .Vorerst gibt es dazu nur wenige Modellrechnungen [37] und einige sich widersprechende experimentellen Ergebnisse,die kein einheitliches Bild ermöglichen [1] .

Brandt [16] geht bei der Beschreibung des Trappingprozesses von zwei Modell = vorstellungen aus :

a) die mittlere freie Weglänge des Positronen ist groß gegenüber dem mittleren Abstand zweier Fehlstellen.In einem solchen Fall bewegt sich das Positron mit einer mittleren Geschwindigkeit $v_p = (2k_bT/m_p)^{1/2}$ (für Silizium ist $v_p = 5{,}1o^6$ cm sec $^{-1}$) durch den Kristall.Dabei ist k_b die Boltzmannkonstante und m_p die effektive Masse des Positrons.Zwischen der Einfangrate α des Positrons und der Fehlstellendichte c_v besteht dann die Beziehung:

$$\varkappa = v_p \sigma_p c_v \qquad (15)$$

wobei σ_p der Positroneneinfangquerschnitt bedeutet.

b) die mittlere freie Weglänge des Positrons ist klein gegenüber dem mittleren Abstand der Defekte.Das Positron führt in einem solchen Fall eine Diffusionsbewegung zwischen den Fehlstellen a us.Zwischen der Einfangrate $\varkappa$ und der Diffusionskonstanten D_p gilt

$$\varkappa = 4\pi R D_p c_v \qquad (16)$$

R ist der effektive Positroneneinfangradius.Die Diffusionskonstante D_p hängt direkt über die Einstein = relation mit der Positronenbeweglichkeit b zusammen :

$$D_p = b(k_B T/q) \qquad (17)$$

In der jüngsten Zeit veröffentlichte Arbeiten [30], [40], [41], [42], [43] konstatieren eine starke Temperaturabhängigkeit der Beweglichkeit der Positronen.Übereinstimmend wird festgestellt,daß die Beweglichkeit der Positronen bei tiefen Temperaturen wesentlich höher ist als z.B. bei Zimmertemperatur. Mills [30] gibt für die Positronenbeweglichkeit in Silizium folgende Werte an :

$$\text{bei } 80\,k: \quad b = 460 \pm 20 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1}\text{sec}^{-1}$$
$$\text{bei } 184\,k: \quad b = 173 \pm 15 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1}\text{sec}^{-1} \qquad (18)$$

Gegenüber der Beweglichkeit von Elektronen bei Zimmertemperatur b= 1700 $cm^2 V^{-1} sec$ ist die der Positronen erheblich geringer.Brandt führt dies auf die größere effektive Masse der Positronen zurück (Elektronen : $m_{eff} = 1/5\ m_o$,Positronen $m_{eff} = m_o$).

4. Das Defektbild in elektronebestrahltem Silizium

4.1 Der Defektmechanismus

Der bei der Bestrahlung von Silizium mit Elektronen bei tiefen Temperaturem dominierende primäre Defektbildungsprozeß besteht in der Erzeugung von Einzelfehlstellen und Zwischengitteratomen (Frenkelpaare).Durch Wechselwirkung dieser primären Defekte,die verschiedene Ladungszustände einnehmen können [68] ,mit im Kristall eingebauten Fremdatomen wird das sekundäre Defektbild bereits bei tiefen Tempperaturen recht kompliziert [48] .

Watkins [48]nimmt an,daß das primär erzeugte Siliziuminterstitial von einem substitutionellen dreiwertigen Fremdaton (z.B. Al,B,Ga) eingefangen wird und dessen Platz im Gitter einnimmt(Fig.3).

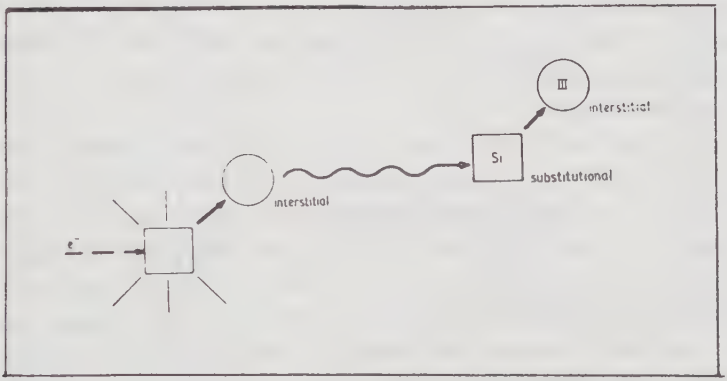

Fig. 3 Platzwechselvorgänge zwischen Si-Zwischengitteratomen und Fremdatomen

Dieses Modell geht also von der Annahme aus,daß Siliziumzwischengitteratome bereits bei tiefen Temperaturen (< 4.2K) beweglich sind und Wege bis zu 2oo Å zurücklegen können.Als Ergebnis treten dann die dreiwertigen Fremdatome auf Zwischengitterplätzen auf und werden erst oberhalb von Zimmertemperatur beweglich.

4.2 Die Defekttypen

ESR Messungen lassen darauf schließen,daß es vier Ladungszustände der Einzel = leerstelle gibt ($V^+, V^o, V^-, V^=$).Die Wanderungsenergie der Fehlstelle hängt deut= lich von ihrem Ladungszustand ab.Im p-dotierten Siliziummaterial liegt die Einzelleerstelle im neutralen Zusatnd V^o vor.Nach Watkins wandern diese neutra= len Fehlstellen im Temperaturbereich von 15o K bis 18o K mit einer Energie von o.33 eV.Dagegen beträgt die Wanderungsenergie der negativ geladenen Leerstelle in n-dotiertem Material nur o.18 eV und die Ausheiltemperatur liegt bei 8o K.

Als Folge der Wanderung von Einzelfehlstellen ergibt sich ein recht komplizier= tes Defektbild.Durch Zusammenlagerung können beispielsweise Doppelleerstellen gebildet werden.Solche Doppelleerstellen werden aber auch bereits direkt bei der Bestrahlung erzeugt.Ihre Produktionsrate beträgt etwa 5 Prozent der Ein= zelfehlstellenrate [52] .Auch die Doppelleerstelle kann -je nach Lage des Fermi= niveaus -verschiedene Ladungszustände einnehmen ($VV^o, VV^-, VV^=$).Ihre Ausheil = temperatur liegt um 5oo K [54] .Mehrfachleerstellen (z.B. Vierfachfehlstellen) konnten insbesondere bei der Bestrahlung mit hohen Neutronendosen ($1o^{18}$ n cm^{-2}) nachgewiesen werden [55] .

Heilt die isolierte Einzelleerstelle aus,so entstehen vorwiegend Fremdatom - Fehlstellenkomplexe (z.B.Sauerstoff-Leerstellen-Komplex : VO ,Phosphor-Leerstel= lenkomplex : VP , Bor-Leerstellenkomplex: VB).Besonders Sauerstoff ist ein be= vorzugtes Trap für Leerstellen [49] .In jeder herkömmlichen Siliziumprobe ist Sauerstoff enthalten,sodaß der VO Komplex in der Regel immer vorhanden ist.Die= ser Komplex ist allerdings sehr stabil und heilt erst bei einer Temperatur von 65o C aus.Der VP Komplex verschwindet bei 4oo C und der Bor-Leerstellenkomplex ist schon bei Zimmertempsratur nicht mehr stabil [5o],[51].Ebenso wie bei den Leer stellen ist der Ladungscharakter der Komplexe stark dotierungsabhängig.

Bis heute nicht eindeutig gelöst ist die Frage nach dem Ausheilverhalten von Si-Zwischengitteratomen und ihrem Ladungscharakter.Isolierte Eigenzwischengitterato konnten bisher nach einer Bestrahlung bei tiefen Temperaturen noch nicht als primäre Ereignisse direkt beobachtet werden.Unklar ist,ob ihre Wanderungsenergie so klein ist,daß sie bereits im Temperaturbereich von 1K bis 4 K beweglich sind, oder ob sie im Zwischengitter relativ feste Bindungen in verschiedenen Ladungs= zuständen eingehen können.Auf die letztere Möglichkeit weisen theoretische Über= legungen und Experimente bei hohen Temperaturen hin [56],[57],[58],[6o],[68].

Zum Nachweis von Defekten mit Hilfe elektrischer,optischer oder kernpysika = lischer Meßmethoden ist die Kenntnis des Ladungszustandes der Fehlstellen von entscheidender Bedeutung.So lassen sich bei Anwendung der Positronenvernich = tungsmethode nur negativ oder neutral geladene Störstellen analysieren (Kap.6) oder ESR Messungen sprechen nur auf Fehlstellen an,denen ein unpaariges Elek= tron angelagert ist.Die neutrale Einzelleerstelle etwa läßt sich mit ESR Mes= sungen nicht nachweisen.Der Ladungszustand der Defekte kann aber weitgehend durch Verschiebung des Ferminiveuas bestimmt werden.In Fig.4 werden die energe= tischen Lagen und die Ladungszustände der primär erzeugten Defekte - die Ein= zel - und Doppelleerstellen (V und VV) - zusammen mit den Niveaus von sekundären Defektkomplexen dargestellt [59] [61] .

Durch unterschiedliche Dotierung, Änderung der Meßparameter (Druck, Temperatur,usw) und der Bestrah= lungsparametern (Teilchenart,Ener= gie,Dosis) konnten bisher über 60 verschiedene Defektkonfigurati= onen nachgewiesen werden [57].

Die bei unseren Messungen verwen= deten,unterschiedlich dotierten Siliziumkristalle (Kap.4.3) ent= hielten nach Auskunft der Firma Wak= ker im wesentlichen Bor-,Phosphor- und Sauerstoffatome.Bei Tieftempera= turbestrahlungen entstanden daher überwiegend Einfach-und Doppelleer= stellen sowie Siliziuminterstitials, die bei Ausheilexperimenten vorwiegend Komplexe [60] bilden.

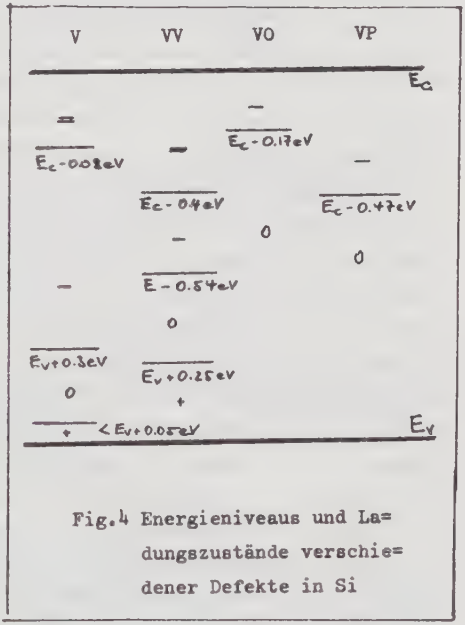

Fig.4 Energieniveaus und La= dungszustände verschie= dener Defekte in Si

4.3 Die Produktionsrate von Defekten

Die Natur der Defekte und ihre Erzeugungsrate hängen in äußerst komplizier = ter Weise von der Bestrahlungstemperatur, der Dotierung und von der Art des Pro= jektils ab 68 .Bei Bestrahlung mit Elektronen entstehen vorwiegend Einfachde=

fekte,während bei Neutronenbeschuß größere Defektcluster bis 15o Å Durchmesser entstehen können[34],[78],[61] .

Die Produktionsrate η - angegeben in der Einheit cm^{-1} - eines Defektes ist definiert durch:

$$\eta = \frac{C_v}{\Phi \cdot t} \qquad [\eta] = cm^{-1} \tag{19}$$

Dabei bedeutet C_v die Fehlstellendichte und Φ ist die Elektronenflußdichte multipliziert mit der Bestrahlungszeit t (Bestrahlungsdosis).

Bis heute ungeklärt sind die unterschiedlichen Produktionsraten von Einzeldefekten in p- und n- dotiertem Silizium [68] .Watkins [48] bestrahlte Silizium bei 4.2 K mit 2 MeV Elektronen und stellte eine höhere Produktionsrate von Einzellehrstellen in p-dotiertem Silizium fest.Als Ursache dafür macht Watkins die Wechselwirkung der in p-Material vorhandenen dreiwertigen Fremdatome mit den Siliziumzwischengitteratomen verantwortlich.Bei Anwesenheit z.B. von Bor wird offenbar die Rekombinationsrate des Eigenzwischengitteratoms mit der Leerstelle verringert, da Interstitial und Fremdatom die Plätze tauschen.Corbett et al. [68] vermuten,daß in p-Material die Ladungszustände von Einzelleerstelle und Siliziumzwischengitteratom gleiches Vorzeichen haben,so daß eine Rekombination erschwert wird.

Entsprechend der Watkinschen Überlegungen kann aber in p-dotiertem Silizium die Zahl der Einzelleerstellen nicht größer sein als die der Fremdatome.Experimente [zeigen, daß eine solche Überlegung richtig ist, sofern die Konzentration der dreiwertigen Fremdatome nicht einen Wert von etwa $8{,}1o^{16}$ cm^{-3} übersteigt. Bei einer Erhöhung der Dotierungsatome steigt die Zahl der isolierten Einzelfehlstellen nicht weiter an.Ursache dafür ist die Überlappung der Wirkungssphären für den Interstitialeinfang bei hohen Defektkonzentrationen.Watkins schät die maximal erreichbare Zahl von Einzelleerstellen in p-dotiertem Silizium auf $2{,}1o^{16}$ cm^{-3}.

Im Gegensatz zu Watkins mißt Mc Keighen [67] wesentlich höhere Produktionsraten von einfach geladenen Fehlstellen bei Beschuß mit 1.5 MeV Elektronen bei tiefen Temperaturen:

p - Silizium: $1o^{16}$ Bor cm^{-3} $\eta = 1{,}8$ cm^{-1}

$1o^{17}$ Bor cm^{-3} $\eta = 1o{,}o$ cm^{-1}

n - Silizium : $1o^{16}$ Phosphor cm^{-3} $\eta = o{,}o3$ cm^{-1}

Werden die Bestrahlungen bei höherer Temperatur durchgeführt,so sind die primär erzeugten Defekte (Einzelleerstelle und Zwischengitteratom) beweglich und andere Defektbildungsmechanismen werden wirksam.Insbesondere Sauerstoff wirkt bei Zimmertemperaturbestrahlungen als Leerstellentrap [49] ,aber auch Phsophor und Bor bilden dann vorwiegend mit Fehlstellen Komplexverbindungen [48], [51], [43], [62] .

An Hand der Watkinschen Überlegungen führen wir die folgende "grobe" Abschätzung der Defektkonzentrationen in den uns von der Firma Wacker zur Verfügung gestellten Siliziumkristalle durch :

Probe a) p-dotiertes Silizium ($1o^{18}$ B cm^{-3}, $1o^{-2}\,\Omega$ cm) ,1 MeV Elektronen, Dosis: $8\cdot1o^{18}$ e cm^{-2}, Bestrahlungstemperatur: ca.1o K

Der Sättigungswert von $2\cdot1o^{16}$ isolierten Einzelleerstellen wird erreicht,da die Borkonzentration von $1o^{18}$ B cm^{-3} den Watkinschen Grenzwert von $8\cdot1o^{16}$ B cm^{-3} bei weitem übersteigt.

Probe b)p -dotiertes Silizium ($1o^{14}$ B cm^{-3}, $1o^{5}\,\Omega$ cm,kompensiert),3 MeV Elektronen, Dosis : 7 $1o^{18}$ e cm^{-2},Bestrahlungstemperatur: ca.1oK

Die maximalen Leerstellenkonzentrationen dürften zwischen $1o^{14}$- und $1o^{15}$ cm^{-3} liegen,da die Konzentration an Borfremdatomen nicht wesentlich überschritten werden kann.Infolge der Elektronenenergie von 3 MeV sollte allerdings die Rekombinationsrate niedriger liegen als bei den Watkinschen 2 MeV Elektronenbestrahlungen,da im Fall höherer Elektronenenergien das Siliziumzwischengitteratom weit genug von der Leerstelle entfernt wird,so daß eine Rekombination unwahrscheinlicher wird [48] . Die Anzahl der erzeugten Doppelleerstellen wird auf 5 Prozent der Einzelfehlstellen geschätzt [52] .

Probe b') p -dotiertes Silizium ($1o^{14}$ B cm^{-3},$1o^{5}\,\Omega$ cm,kompensiert),3 MeV Elektronen,Dosis $7\cdot1o^{18}$ e cm^{-2}, Bestrahlungstemperatur : 3oo K

Die Defektproduktionsrate liegt bei Zimmertemperaturbestrahlungen höher als bei tiefen Temperaturen.Für die oben genannten Bestrahlungsbedingungen gibt Wada [62] eine Produktionsrate des Sauerstoffleerstellenkomplexes VO und des VP-Komplexes mit größer o,1 cm^{-1} an.Das bedeutet eine Defektkonzentration nach Gl.(19) von $7\cdot1o^{17}$ cm^{-3}.Der Wert der Produktionsrate von Doppelleerstellen ist nach Wada $\eta < o.1$ cm^{-1}.

Probe c) n- dotiertes Silizium ($1o^{18}$ Phosphor cm^{-3},$1o^{-2}\,\Omega$ cm), 3 MeV Elektronen, Dosis : 5 $1o^{18}$ e cm^{-2}, Bestrahlungstemperatur : 3oo K

Nach Wada [62] rechnen wir mit einer Defektdichte von $7\cdot1o^{18}$ cm^{-3}.

Insgesamt zeigen die Abschätzungen der Fehlstellendichten im Silizium(x), daß bei Tieftemperaturbestrahlungen die Produktionsrate η der Defekte wesentlich niedriger ist als etwa bei Zimmertemperaturbestrahlungen. Um so interessanter ist die Frage, ob die Positronen überhaupt meßbar mit Defekten geringer Dichte wechselwirken und ob mit Hilfe der Positronenmeßmethode Aussagen über Defekttypen und den Ladugscharakter der Fehlstellen möglich ist.

(x) Watkins [48] gibt bei tiefen Temperaturen eine Produktionsrate $\eta(T) = 0.03\ cm^{-1}$ an und für Zimmertemperatur $\eta(T) = 0.1\ cm^{-1}$).

5. Die Meßapparatur

Um möglichst umfassende Informationen zu der Positronenvernichtung in defekten Kristallen zu erhalten, wurden gleichzeitig Dopplerverbreiterungs - und Lebensdauermessungen durchgeführt. Fig. 5 zeigt eine Übersicht des prinzipiellen Aufbaus der Meßapparatur.

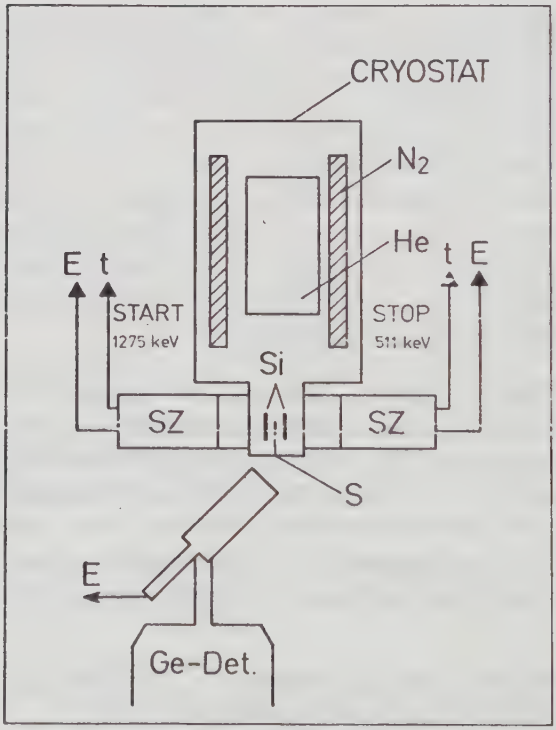

Fig. 5 Prinzipieller Aufbau der Meßapparatur

SZ Szintillationsdetektor, S radioaktive Quelle, Ge Germaniumdetektor, E Energiesignale, t Zeitsignale

Die Lebensdauer der Positronen wird aus dem Koinzidenzspektrum der Fast-Slow-Coincidence Anordnung bestimmt.Die Siliziumproben Si werden in einem Heliumkryo=staten auf die gewünschte Temperatur gekühlt.Zur Duchführung der Dopplerverbreite=rungsmessungen wird ein intrinsic Germaniumdetektor verwendet,der etwa in einem Winkel von 12o Grad zu den beiden Szintillationsdetektoren SZ ausgerichtet ist. Weiterhin wurde die Anlage so ausgelegt,daß die Proben in flüssigem Helium mit Elektronen bestrahlt und anschließend Ausheilprogramme im Temperaturbereich von 12K bis 6oo K durchgeführt werden konnte.
Im folgenden sollen einige wichtige Bestandteile der Meßanlage beschrieben werden.

5.1 Der Helium Kryostat

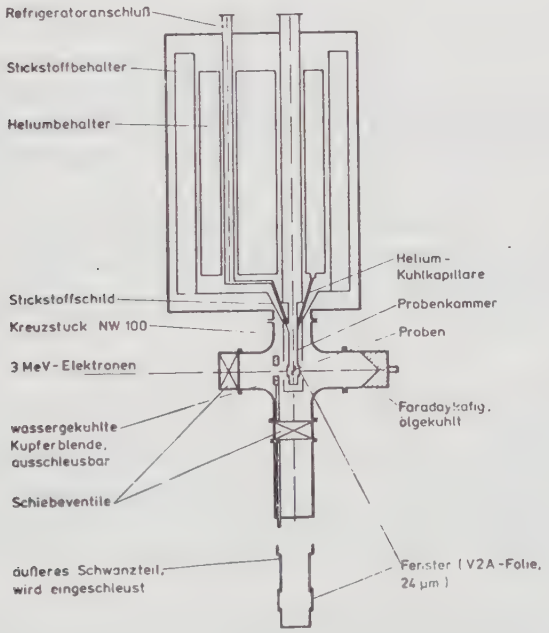

Fig. 6 Heliumverdampferkryostat mit Bestrahlungsverrichtung

Der Heliumverdampferkryostat (Fig.6) eignet sich sowohl zur Elektronenbestrahlung wie für Messungen mit Positronenquellen.
Um mit den Detektoren SZ möglichst nahe an die Proben heranfahren zu können, und somit mit schwachen Positronenquellen auszukommen, wurde das Unterteil des Kryostaten, welches die Probenkammer bildet, so schmal wie möglich ausgeführt. Für die Elektronenbestrahlung an der Tieftemperaturanlage der KFA Jülich [7o] wird dieser Teil in ein Kreuzstück gesetzt. Dabei wird das äußere Vakuumteil des Unterteiles abgezogen, um die ungekühlten 25 μm V2A Fenster nicht durch den Elektronenstrahl zu beschädigen. Mit einer wassergekühlten Kupferblende, die direkt vor der Probenkammer justiert wird, werden die Probenflächen ausgeblendet. Diese Blende wird nach der Bestrahlung ausgeschleust, und das äußere Unterteil wieder aufgesetzt, so daß der Kryostat von der Bestrahlungseinrichtung abgekoppelt werden kann. Die Kühlung der bestrahlten Proben erfolgt beim Abtransport zum Meßplatz durch Helium, daß durch die Kühlkapillaren der Probenkammer geleitet wird.
Mit einer Heizeinrichtung an der Probenkammer und einem zusätzlichen Temperofen im Kryostaten können Temperprogramme zwischen 12 K und 6oo K durchgefahren werden. Die Temperaturmessung und Regelung erfolgt bei tiefen Temperaturen mit zwei AuFe-NiCr Thermoelementen, die in der Nähe der Proben angebracht sind. Bei hohen Temperaturen wird ein NiCr-Ni Thermoelement verwendet. Die Temperaturkonstanz war im Temperaturbereich von 12k bis 3oo K besser als o.5 K während einer Anlaßzeit von 2o Minuten. Bei höheren Temperaturen stiegen die Schwankungen auf o.5 % der absoluten Temperatur. Das isochrone Anlassen erfolgte in Temperaturschritten von 1o% der jeweils vorhergehenden Ausheiltemperatur. Die Temperzeit betrug je Ausheiltemperatur 15 Minuten.

5.2 Der Probenhalter

Da nach Tieftemperaturbestrahlungen am Kryostaten keine Eingriffe mehr möglich waren, mußte der Probenhalter u.a. folgenden Anforderungen genügen:
1. Während der Elektronenbestrahlung mußten die o.8 x 1.2 cm^2 großen und o.7 mm dicken Proben übereinander angeordnet sein, um eine homogene Schädigung zu erreichen.
2. Es mußte eine sogenannte "Sandwich Anordnung" (Probe -Quelle-Probe) benutzt werden, damit möglichst alle Positronen in den Proben absorbiert werden. Der Abstand der Siliziumproben betrug o.5 mm und die Quelle (^{22}Na) konnte reproduzierbar dazwischen geschoben werden.

3.Da die Positronenquelle keiner hohen Temperatur ausgesetzt werden durfte - um Veränderungen der Quelle zu vermeiden -mußte sie während des Temperns entfernt und nachher wieder reproduzierbar zwischen die Proben gesetzt werden.

5.3 Die Positronenquelle

Als radioaktive Substanz wurde trägerfreies ^{22}Na benutzt.Das in verdünnter Salzsäure gelöste Natrium wurde mit einer Präzisionsspritze in sehr kleinen Tropfen auf eine 2.5 μm dicke Ni-Folie aufgebracht,die auf einen o.1mm dicken V2A Halter aufgeschweißt war.Die Flüssigkeit wurde durch Aufheizen mit einer Infrarotlampe langsam eingedampft.Die aktive Fläche wurde dann mit der überstehenden Nickelfolie überdeckt und mit einem zweiten V2A Plättchen wurde die Quelle mit einer Punktschweißanlage zu einer geschlossenen Quelle verschweißt.Die Aktivität der Quelle betrug etwa 5 μCi und die aktive Fläche hatte einen Durchmesser von ca. 2 mm-.

5.4 γ-Spektrometer zur Messung der Dopplerverbreiterung

Fig. 8 zeigt den Aufbau der Apparatur. Als Germaniumdetektor verwendeten wir einen intrinsic Detektor der Firma Princeton-Gamm Tech. mit einem aktiven Volu=

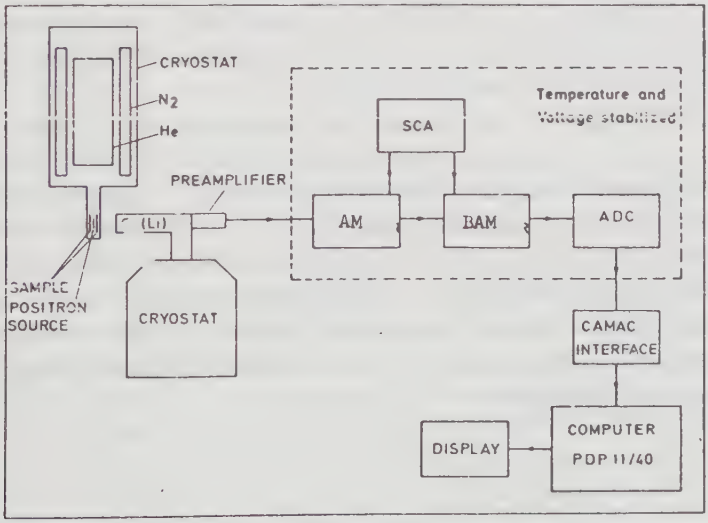

Fig.8 Dopplerverbreiterungsapparatur mit Meßkryostat

SCA Single Channel Annalyser,AM Amplifier,BAM Biased Amplifier, ADC Ananlog -Digital Wandler

men von 2o cm^3 und einer relativen Nachweiswahrscheinlichkeit von 4.3 %.Mit einem linearen Hauptverstärker AM wird das Meßsignal aus dem Vorverstärker um einen Faktor 8o verstärkt.Bei einer Zählrate von 1oooImp/sec wurde mit dem Baseline=Restorer (BLR) Einstellung "low" das beste Auflösungsvermögen gemessen.Der unipolare Ausgang des Hauptverstärkers ist mit dem Eingang des Gated Biased Amplifier BAM der Firma Ortec verbunden.Der BAM bietet die Möglichkeit mit Hilfe des Gate Einganges die zu messende 511 keV Linie auszublenden und somit den Analog-Digital Wandler ADC zu entlasten.Dabei wird der Gate Eingang von einem Single Channel Anmalyser SCA angesteuert,dessen Eingangssignal vom bipolaren Ausgang des Hauptverstärkers kommt.
Weiterhin führt der Biased Amplifier automatisch Pile Up Rejection durch und formt die gaußförmigen Eingangsimpulse in Rechteckimpulse um,die die Linearität des ADC besser ausgenutzt werden kann.Nachgeschaltet wurde ein 8 k ADC.Der Hauptverstärker,der Einkanaldiskriminator und der ADC sind in einem mit Peltier=elementen auf einigen zehntel Grad temperaturstablisierten Kasten eingebaut.
Der Ausgang des ADC wird in ein Camac Interface geführt,um die Daten in den Kern=speicher einer PDP 11/4o zu übermitteln.Ein Assemblerprogramm ermöglicht es, den Prozeßrechner als Vielkanalanalysator mit beliebig vorgebbarer Meßzeit pro Spektrum und programmierbarer Anzahl der Spektren zu verwenden.
Die Energieeichung des Systems wurde mit Hilfe der Gammalinie von ^{85}Sr (514 keV) und der Vernichtungslinie von ^{22}Na (511 keV) vorgenommen.Das Auflösungsvermögen des Meßsystems betrug bei einer Zählrate von 1ooo Imp/sec 1.o5 keV und bei 1o ooo Imp/sec 1.1 keV für die Gammalinie von ^{85}Sr.

Die Kanalbreite der gemessenen Spektren entsprach einer Energie von 1o3 eV .Um eine durch Langzeittemperaturschwankungen eventuell verur=sachte Drift des Spektrums möglichst auszuschalten wurden pro Meßpunkt 9 Spek=tren (a 1o min.) aufgenommen und eine Gesamtzahl von ca. 4 $1o^6$ Ereignisse er=reicht. Von den einzelnen Spektren wurden mathematisch die Schwerpunkte bestimmt und mit Hilfe des Prozeßrechners auf die Schwerpunktskoordinaten verschoben und addi
Nach der Subtraktion eines linearen Untergrundes (Comptonstreuung) wurde die Fläche der aufaddierten Spektren normiert und die Lineshape Paramter (Kap.3.1) und die Halbwertsbreite berechnet.

5.5 Die Lebensdauermeßapparatur

Zur Bestimmung der Lebensdauer der Positronen wird in der Regel die Fast-Slow-

Coincidence Technik verwendet [71] . Die dazu eingesetzte Elektronik ist im Schalbild (Fig.9) abgebildet.
Die beiden Detektoren SZ,die Zeitdiskriminatoren und der Time-To-Pulseheight-Converter bilden den Zeitkreis.Aus dem damit gemessenen Zeitspektrum werden die Lebensdauerkomponenten des Positronenzerfalls bestimmt.Der Zeitnullpunkt der Positronenlebenszeit wird bei Verwendung einer ^{22}Na Quelle durch die Emission eines 1,28 MeV Gammaquants angezeigt und das Ende durch die bei der Vernichtung des Positrons entstehende 511 keV Gammastrahlung.
Der Energiekreis hat die Aufgabe,die echten Koinzidenzen zu selektieren,so daß schließlich die zusammengehörenden Energie-und Zeitaussagen eines Ereignisses gespeichert werden können.

Im einzelnen soll nun die Impulsfolge im Zeitkreis beschrieben werden.Die beiden Gammadetektoren bestehen jeweils aus den Photomultipliern PM (RCA,C 31024) auf denen die Plastik-Szintillator Kristalle (NE 111) befestigt sind.Absorbiert der Kristall ein Gammaquant,so wird Licht der maximalen Wellenlänge von 3750 A emittiert.Diese Lichtquanten fallen auf die Bialkali-Photokatode des fünf-stufigen Photomultipliers und erzeugen Elektronen,die dann durch die aus Gallium-Phosphid bestehenden Dynoden vervielfacht werden.Aus den Photomultiplier-Impulsen werden durch geeignete schnelle Diskriminatoren CF (Canberra 1326 D) die Start - und Stopimpulse für den Time To Pulse Height Coverter TPC erzeugt.Das Ausgangssignal des TPC ist proportional der Zeitdifferenz der ankommenden Start-und Stopimpulse.Das TPC Zeitsignal wird dann auf den Eingang des Analog Digital Wandlers ADC (Nuclear Data 50/50) geführt.Die dort anstehenden Zeitimpulse müssen nun die dem ursprünglichen Ereignis entsprechende Energiezuordnung erfahren.Dazu dient der Energiekreis.
Wieder ausgehend von den beiden Detektoren SZ werden der 5.Dynode Energiesignale abgenommen und über einen Vorverstärker PAM (Ortec 113) und einem Hauptverstärker AM (Ortec 485) zu maximal 8 Volt hohen und 2o μsec langen bipolaren Impulsen umgeformt.Durch die Einstellung von "Energiefenstern" mit Hilfe der Timing Sigle Channel Analyser TSCA wird aus dem gesamten Comptonspektrum die gewünschten Energien des Startimpulses (1.28 MeV) und des Stopsignals (511kEV) aussortiert.In Fig. 1o ist die Lage der "Energiefenster" eingezeichnet .
Beide TSCA Ausgänge erzeugen im Koinzidenzgerät COIN (Ortec 4o9) einen Gateimpuls,der aus dem am ADC bereits anstehenden Zeitspektrum den zugeordneten Impuls aussortiert.

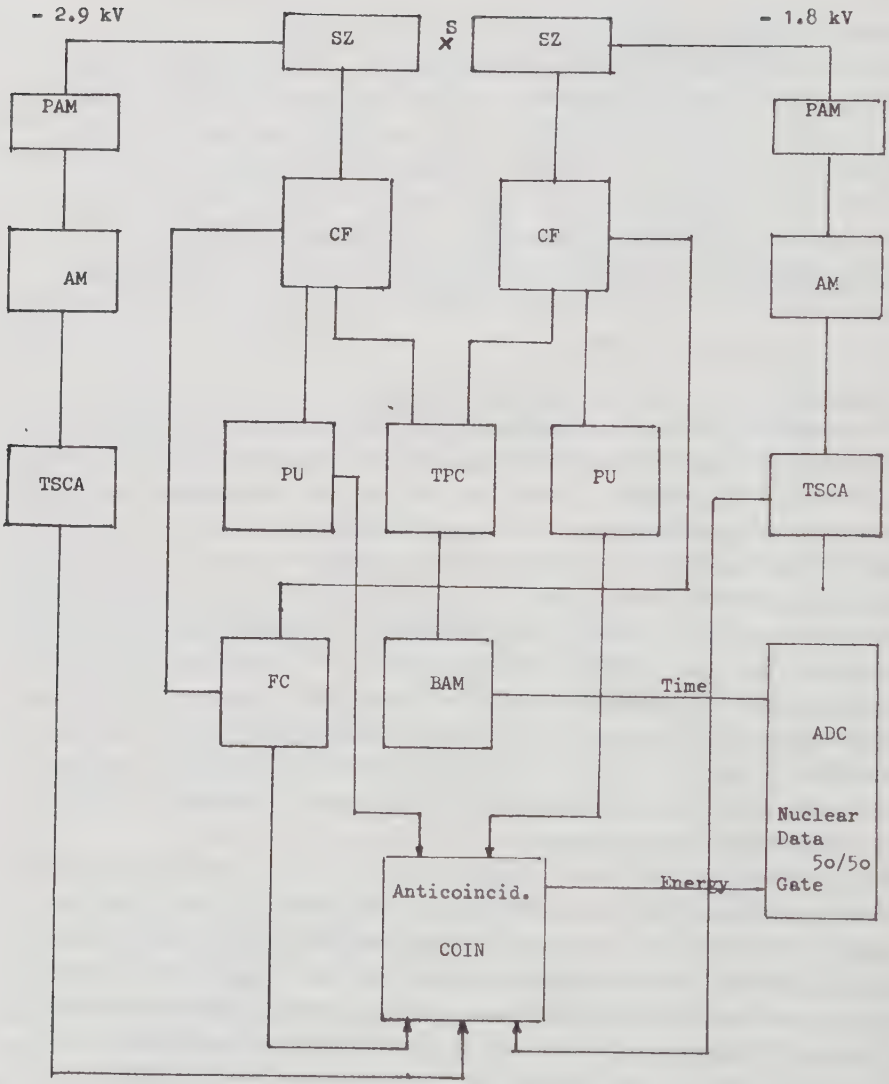

Fig. 9 Fast Slow Coincidence Meßapparatur

SZ Photomultiplier, CF Constant Fraction Discriminator, PU Pile Up Inspector, PCC Time To Pulse Height Converter, BAM Biased Amplifier, PAM Preamplifier, AM Amplfier, TSCA Timing Single Channel Analyser, FC Fast Coincidence, COIN Slow Coincidence, ADC Analog Digital Converter

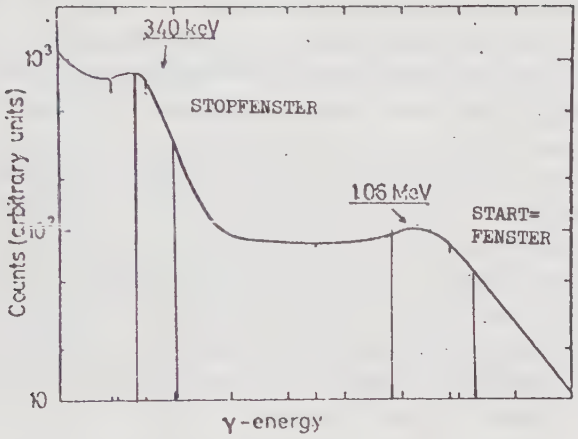

Fig. 1o Comptonspektren der 1.28 MeV und 511 keV Gammastrahlung

5.6 Die Zeitauflösung der Messapparatur

Die Zeitauflösung einer Lebensdauermessapparatur ist definiert als die Halbwerts= breite (FWHM) des Zeitspektrums einer Gammaquelle,die simultan zwei Gammaquanten emittiert (z.B. ^{60}Co mit den Energien 1,17 MeV und 1,33 MeV).Ein solches Spektrum wird auch als "Promptes Zeitspektrum " bezeichnet.Die Zeitauflösung der verwen= deten Apparatur (mit den beiden RCA C 31o24 Meßdetektoren) betrug 25o ± 1o psec (Fig.9).Entscheidend zur Erreichung einer solchen Auflösung sind folgende Gesichts= punkte :die mittlere Halbwertsbreite der Lichtimpulse,die von einem Gammaquant in dem Szintillationskristall erzeugt werden,die Zeit die vergeht,um einen sol= chen Lichtimpuls von der Photokatode aufzunehmen,die Streuung und Fokussierung der Elektronen von der Photokatode bis zur Anode des Multipliers und schließ= lich die Qualität der verwendeten schnellen Diskriminatoren,wobei hier wesentlich die Einstellung der Diskriminatorschwelle ist-Die Zeitauflösung der Meßapparatur wird ferner beeinflußt durch Lage und Breite der Energiefenster zur Selektierung der 511 keV und 1.28 MeV Comptonenergien (Fig. 1o).

Die von uns verwendeten NE 111 Plastic Szintillatoren hatten eine Größe von 1" x 1
Die mittlere Fluoreszenslebensdauer lag bei 1,54 ns und damit um 4o% kleiner als bei den Kristallen NE 1o4,Naton 136 und Pilot B.Für eine optimale Zeitauflösung wichtig ist die Größe der Kristalle.Durchgeführte Meßreihen ergaben bei der Verwendung kleinerer Kristalle keine bemerkenswerte bessere Zeitauflösung.

Bei der Einstellung der Energiefenster sind zwei Aspekte zu berücksichtigen. Je höher die energetische Lage E der Fenster auf dem Comptonspektrum ist,um so besser ist die Zeitauflösung ,allerdings um so geringer ist auch die Koinzidenzrate.Einen ähnlichen Effekt verursacht die Breite der Energiefenster Δ E.Je breiter die Einstellung ist,um so schlechter ist die Zeitauflösung im Gegensatz zur Koinzidenzrate.Der von uns experimentell gefundene Kompromiß für eine optimale Zeitauflösung ergab ein Verhältnis von $\Delta E/E$ = 1o % bei einer Lage der Fenster auf den Flanken des Comptongebirges (Fig.1o)

5.7 Das Peak zu Untergrund Verhältnis

Ein gemessenes Zeitspektrum besteht in unserem Fall aus Spektren mit verschiedenen Zerfallsintensitäten,denen ein aus zufälligen Koinzidenzen bestehender Untergrund überlagert ist.Zufällige Koinzidenzen haben ihre Ursachen z.B. in der Tatsache,daß zwei Positronen in einem so kurzen Zeitintervall vernichtet werden, sie dem gleichen Ereignis zugeordnet werden.Sie sind nicht korrelierte Ereignisse innerhalb der Auflösungszeit.Oftmals wird auch ein 1.28 MeV Comptonereignis als Stopimpuls registriert.
Die zufälligen Koinzidenzen genügen der Beziehung [72] :

$$N_z = \varepsilon_1 \varepsilon_2 N^2 2T \qquad (2o)$$

wobei ε_1 und ε_2 die Nachweiswahrscheinlichkeiten im Start-und Stopdetektor bedeuten,N ist die radioaktive Quellstärke und T die Koinzidenzauflösungszeit. Das Verhältnis von zufälligen Koinzidenzen zu den echten N_e ist gegeben durch:

$$N_z / N_e = 2T \cdot N \qquad (21)$$

Die optimale Einstellung der Apparatur sollte ein möglichst kleines Verhältnis N_z/N_e gewährleisten.

Die zufälligen Koinzidenzen gehen mit dem Quadrat der Quellstärke (23), während die echten einen linearen Zusammenhang zeigen. Schwache radioaktive Quellen - in unserem Fall betrug die Stärke der ^{22}Na Quelle 5 µci sind also die Voraussetzung für eine geringere zufällige Koinzidenzrate. Zur Unterdrückung von zufälligen Koinzidenzen sollte das Zeitfenster des schnellen Koinzidenzgerätes FC SC (Ortec 414 A) ebenfalls möglich schmal sein (~4o ns). Durch Ansteuerung des dritten Koinzidenzeinganges der SLOW Coincidens COIN (Fig.9) wird so ein zusätzliches Kriterium zur Speicherung echter Koinzidenzen geschaffen.
Schmale Koinzidenzfenster und schwache Positronenquellen verringern nicht nur zufällige Koinzidenzen, sondern auch die Koinzidenzrate insgesamt, so daß dadurch eine längere Meßzeit notwendig wird. Temperaturschwankungen können dann die Qualität der Spektren beeinflußen.

Die Anwendung von Pile Up Inspectoren PU (Ortec 4o4) führt zur Unterdrückung von aufgestockten Impulsen. Solche Impulse täuschen Gammaenergien vom Ereignissen vor, die in Wirklichkeit nicht stattgefunden haben. Die Höhe solcher "Summensignale" ist abhängig von der Impulslänge. Eine ausführliche Beschreibung der Wirkung der "pile up rejection" ist in [73] gegeben. Der Ausgang des Pile Up Inspectors -der Inhibit Impuls -wird ebenfalls auf das Slow Coincidence Gerät gegeben (Fig.9), jetzt aber wird der Anticoincidence Eingang angesteuert.
Das von uns mit der in Fig.9 abgebildeten Meßanordnung erreichte Peak zu Untergrund Verhältnis war 8 $1o^3$.
Nicht eingezeichnet sind in Figur 9 die peripheren Kontrollanzeigen, mit denen die Impulsraten jedes verwendeten elektronischen Gerätes gespeichert und in 3o minütigen Abstand ausgedruckt wurden. Die gemessenen 1K Lebensdauerspektren wurden über den angeschlossenen Rechner PDP 8/1 auf Lochstreifen ausgegeben und auf dem insitutseigenen Großrechner CAE 9o - 4o analysiert.

5.8 Durchführung der Messungen und Auswerteverfahren

Bei der Analyse des Defektbildes der mit Elektronen bestrahlten Silizimmproben mit Positronen wurden zwei Verfahren angewendet :

a)zur Bestimmung von Defekten und deren Ausheiltemperaturen führten wir Tief= temperaturbestrahlungen durch und fuhren in einem Temperprogramm einen Tem= peraturbereich von 12 K bis 6oo K in Zehnprozentschritten durch.Die Meß = temperatur betrug bei jedem Meßpunkt jeweils 12 K.Es wurden Dopplerverbreiterungs= und Lebensdauermessungen durchgeführt.Die Meßzeit pro Energiespektrum war 2 h und für ein Lebensdauerspektrum 2o h.Die Analyse der Zeitspektren ergab bei einer Zeitauflösung von 25o psec insgesamt drei Lebensdauerkomponenten

Zur Bestimmung des defektspezifischen R Parameters (18) wurden die Lineshape-Parameter $I_v(T_A)$ und $I_c(T_A)$ der jeweiligen Ausheiltemperatur gemessen und der Quotient der Differenzen $I_v(T_A) - I_v(T_o)$ und $I_c(T_A) - I_c(T_o)$ gebildet.$I_v(T_o)$ und$I_c(T_o)$ sind die Meßwerte im ungestörten Kristalls.Dem Ausheilprogramm wur= den zwei verschieden dotierte Siliziumproben (p-dot.o.o1 Ωcm und reinst Si) unterzogen.Die Ergebnisse dieser Messungen werden in Kapitel 6 diskutiert.

b)zur Untersuchung der Temperaturabhängigkeit des Positroneneinfangquerschnit= tes wurden sowohl an unbestrahlten als auch an bei Zimmertemperatur bestrahlten Siliziumkristallen Lebensdauermessungen durchgeführt.Der Temperaturmessbereich war im Fall der unbestrahlten Proben $12K \leq T \leq 3oo$ K und im Fall der bestrahlten $93\ K < T < 3oo$ K.Mit einer Zeitauflösung von 35o psec konnten maximal nur zwei Lebensdauern getrennt werden.Aus den Messungen wurden mit Hilfe des Trapping= modells (1o) zwei verschiedene Positroneneinfangraten in defekten Kristallen abgeleitet.Eine ausführliche Diskussion findet in Kapitel 7 statt.
Zur Analyse der Dopplerverbreiterunsgmessungen wurde ein von Dannefaer et al. [82] vorgeschlagenes Fitprogramm verwendet.Zur Bestimmung von Lebensdauerkomponenten aus den Zeitspektren wurde ein eigenes FORTRAN-Rechenprogramm nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate (Least Square Technik) entwickelt.Seine Funktions= weise und Analysiermöglichkeiten stimmen im wesentlichen überein mit dem von M.Eldrup et al. 1974 veröffentlichten "Extended Positronfit" Programm [74] .
Neben dem von zufälligen Koinzidenzen verursachten Untergrund des Zeitspektrums, wird ein weiterer Anteil durch die Zerstrahlung von niederenergetischen Positronen im Quellenmaterial (Kap.5.3)verursacht.Einige Veröffentlichungen beschäftigen sich mit der analytischen Bestimmung dieses Anteils [75],[76],[77].Bei der Analyse unserer Daten wurde ein konstanter "Quellenanteil von 3,5% und einer "Lebensdauer" von 72o psec vorgegeben.Diese zusätzliche Komponente wurde aus der Anpassung des Zeitsprektrums einer unbestrahlten Siliziumprobe bestimmt,unter der Voraussetzung daß nur eine einzige Lebensdauerkomponente von 22o psec existiert.

6. Ausheilmessungen an elektronenbestrahltem Silizium

Am van de Graff Beschleunuger in Jülich beschossen wir zunächst Bor-dotiertes Silizium (Probe a,Kap.4.3.) bei 4.2 K mit 1 Mev Elektronen und einer Dosis von $8 \cdot 10^{18}$ e cm $^{-2}$. Das isochrone Ausheilprogramm erfolgte in Temperschritten von 10 % der jeweils vorhergehenden Anlaßtemperatur.Die Temperzeit betrug je Meßpunkt 15 Minuten und die Meßtemperatur etwa 12 K.

6.1 Isochrone Ausheilmessungen am Bor dot. Silizium

In Fig. 11 ist der Lineshape Parameter I_v aufgetragen gegen den Logarithmus der Ausheiltemperatur T_A(K). Bis etwa 400 K ist I_v konstant,erst oberhalb dieser

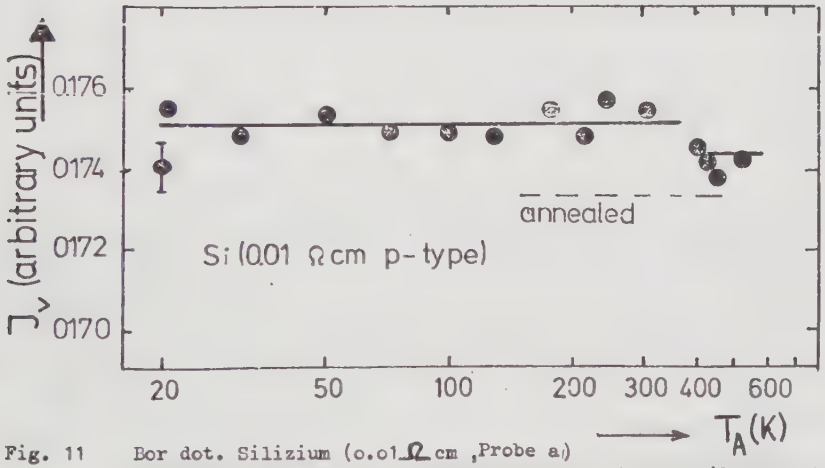

Fig. 11 Bor dot. Silizium (0.01 Ω cm ,Probe a)
Lineshape Parameter I_v aufgetragen gegen die Ausheiltemperatur T_A(K).

deutet sich eine Ausheilstufe an. Auch im Lebensdauerspektrum der gleichen Probe finden wir im wesentlichen nur eine Lebensdauer $\overline{\tau}$ = 230 psec.Ein Einfluß der Elektronenbestrahlung macht sich auch hier erst bei 400 K bemerkbar (Fig.12). Interessant ist,daß dieser wert der Positronenlebensdauer mit dem der unbestrahlten Probe übereinstimmt (Kap. 7.1,Fig. 16).Eine Erklärung dieses Verhaltens muß von der Diskussion über die Lage des Ferminiveaus bestimmt sein.Aus Leit-

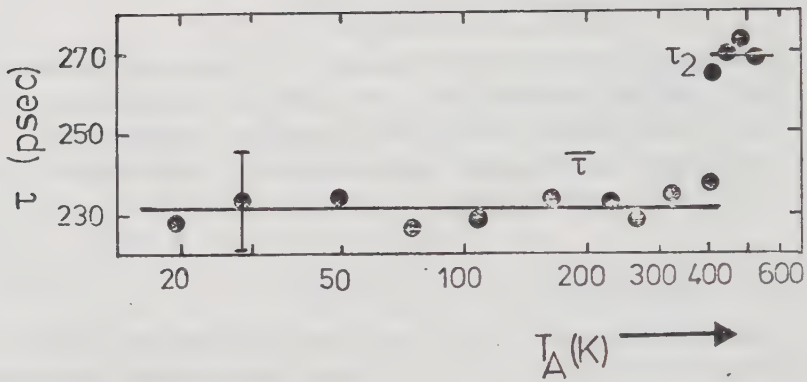

Fig.12 Bor dot.Si (o.o1 cm,Probe a)
Lebensdauer τ aufgetragen gegen die Ausheiltemperatur T_A

fähigkeits - und Thermokraftmessungen (siehe Kap.7.3) ergab sich eine starke Tem= peraturabhängigkeit des Ferminiveaus.Es liegt im Fall der Probe a bei der Meß= temperatur 12 K nahe am Valenzband.
Aus Kapitel 4.3 wissen wir,daß die Produktionsrate von einfachen Defekten mit der Konzentration der Bor-Fremdatomen bis zu einem Sättigungswert ansteigt.Obwohl also offensichtlich genügend Defekte vorhanden sind , findet eine merkliche Wechselwirkung der Positronen mit den Fehlstellen nicht statt.Im Gegenteil ,die Meßergebnisse stimmen mit denen von Siliziumkristal= len ohne Defekte überein(Kap.7.1). Ursache dafür ist offenbar der Ladungscharak= ter der erzeugten Einzel- und Doppelleerstellen.Da das Ferminniveau nahe am Valenz band liegt,wird davon ausgegangen,daß die Fehlstellen positiven Ladungscharakter haben, so daß der Einfangquerschnitt für Positronen stark reduziert ist.Erst bei höheren Temperaturen (> 4oo K) bilden sich komplexe Leerstellen-Fremdato= me Agglomerate (VVO oder VVP),deren Elektronendichten bzw.Impulsverteilungen sich vom ungestörten Kristall unterscheiden.

6.2 Isochrone Ausheilmessungen an reinem Silizium

Bestrahlt man bei 4,2 K p-dotiertes Silizium ($1o^5 \Omega$ cm,Probe b,Kap.4.3) mit einer Elektronendosis von 8 $1o^{18}$ e cm^{-2} so ergeben Ausheilmessungen den in Fig. 13dar= gestellten Verlauf der Meßparameter.Der Lineshape Parameter I_v zeigt eine deut = liche Änderung zwischen dem ausgeheilten (annealed)

und dem bestrahlten Zustand.Wir stellen mehrere Ausheilstufen zwischen 1oo K und 2oo K,sowie um 3oo K und 5oo K fest.

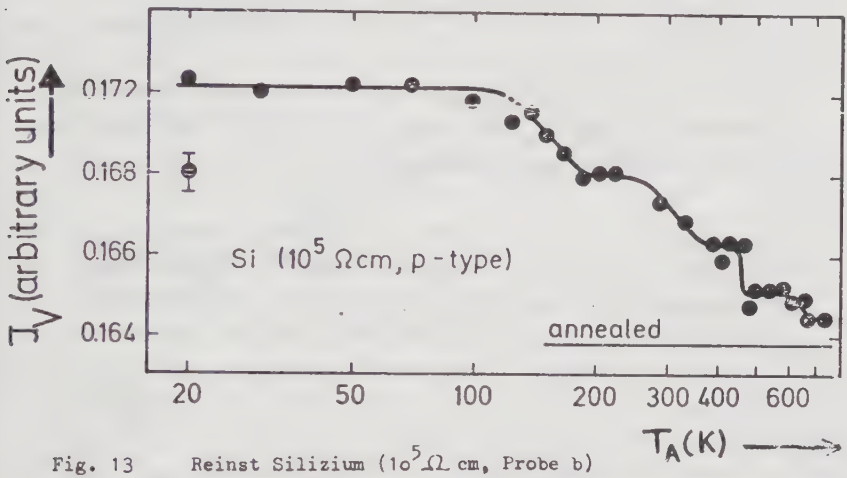

Fig. 13 Reinst Silizium ($1o^5$ Ω cm, Probe b)
Lineshape Parameter I_v aufgetragen gegen die Ausheiltemperatur T_A(K)

Interessant ist,daß in diesen Temperaturbereichen der defektspezifische R - Parameter (18,Kap.3.3) und damit offensichtlich auch die Fehlstellentypen sich ändern Fig. 14.

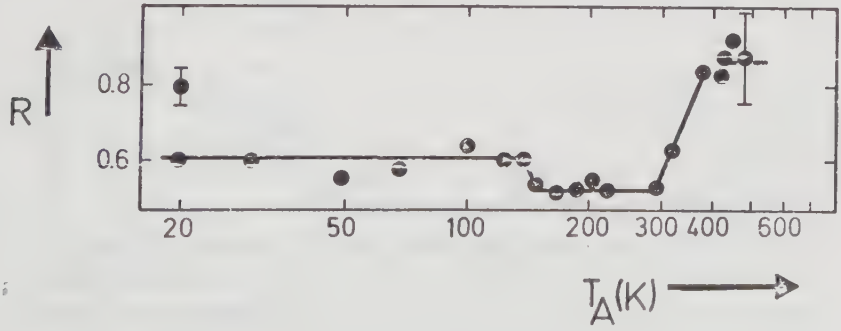

Fig. 14 Reinst Silizium ($1o^5$ Ωcm,Probe b)
Defektspezifischer Parameter R aufgetragen die Ausheiltemperatur T_A(K)

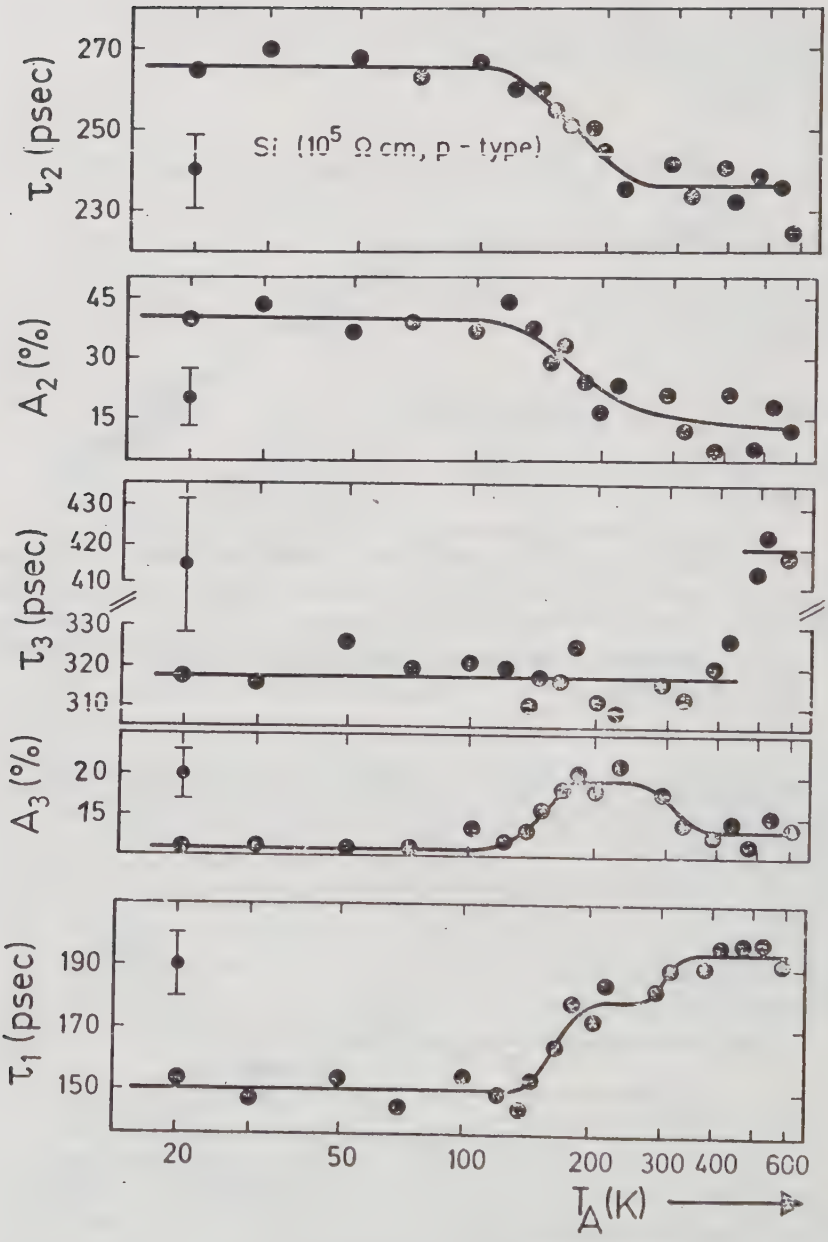

Fig. 15 Reinst Silizium ($10^5 \Omega$ cm)

Fehlstellenspezifische Lebensdauern τ_2 und τ_3 sowie τ_4 (Gl.10) aufgetragen gegen die Ausheiltemperatur T_A(K). Eingezeichnet sind weiterhin die zu τ_2 und τ_3 gegörigen Intensitäten A_2 und A_3.

Die eingezeichneten Fehlerbalken enstrechen der Standardabweichung der Meßwerte.

Ähnliche Ausheilstufen beobachteten wir auch bei den Lebensdauermessungen. In Figur 15 sind die defektspezifischen Lebensdauerkomponenten τ_2 und τ_3 sowie die konzentrationsabhängige Lebensdauer τ_1 gegen die Tempertemperatur aufgetragen. Außerdem sind die zugehörigen Intensitäten A2 und A_3 eingezeichnet. Nach der Bestrahlung dominiert eindeutig eine Lebensdauer τ_2 um 270 psec mit einer Intensität von etwa 40 % gegenüber einer größeren Lebensdauer τ_3 von 320 psec und einer Intensität kleiner 10%.

Die erste Ausheilstufe liegt zwischen 100K und 200 K. Während in diesem Temperaturbereich τ_2 und A_2 abnehmen, nimmt gleichzeitig A_3 zu, wobei jedoch die zugehörige Lebensdauer τ_3 sich nicht ändert.

Bei der zweiten Ausheilstufe um 300 K nimmt die Intensität A_3 wieder ab.

In der dritten Stufe im Temperaturbereich von 500 K, die auch im Dopplerverbreiterungsexperiment sichtbar ist (Fig. 13) ändert die Lebensdauer τ_3 ihren Wert von 320 psec auf 420 psec und die konzentrationsabhängige Lebensdauer τ_1 nähert sich dem Wert für den ausgeheilten Kristall, der bei 230 psec liegt.

Insgesamt beobachten wir für reinst Si sowohl bei Doppler-aus auch bei Lebensdauermessungen drei Ausheilstufen, die die Entstehung und Vernichtung von dominierenden Defekten anzeigen, die mit Positronen wechselwirken können.

Bei der Interpretation dieser Meßergebnisse gehen wir vom gegenwärtigen Kenntnisstand über Defekte in Silizium aus (Kapitel 4)

Leitfähigkeits-und Thermokraftmessungen zeigen, daß sich das Ferminiveaus E_f etwa von der Gapmitte bei 300 K nach E_c-0.3 eV bei 100 K verschiebt. Messungen bei tieferen Temperaturen waren infolge der Hochohmigkeit der Probe nicht möglich. Extrapoliert man jedoch den gefundenen Temperaturgang zu tiefen Temperaturen hin, so ergibt sich bei einer Meßtemperatur von 12 K für die Lage des Ferminiveaus etwa der Wert E_c - 0.15 eV. E_f liegt so hoch, daß daher die meisten Defekte im neutralen oder negativ geladenen Zustand vorliegen (Kap.4).

Die negative Einzelleerstelle wird im Bereich um 100K beweglich [48] .Wir ordnen deshalb die intensitätsstarke Komponente A_2 mit der Lebensdauer $\tau_2 = (266 \pm 10)$ psec der Zerstrahlung der Positronen an diesen Leerstellen zu. In der ersten Ausheilstufe werden die Einfachleerstellen beweglich und heilen durch Bildung von Komplexen mit den Fremdatomen B, P und O aus. Dies äußert sich in einer Änderung von τ_2 und A_2 (Fig.15). Gleichzeitig erhöht sich in diesem Temperaturbereich der Anteil A_3 der Lebendauer τ_3 , ohne daß τ_3 sich selber ändert. Hierzu können möglicherweise die sich bei der Wanderung von Einzelfehlstellen bildenden Doppelleerstellen beitragen, die auch schon bei tiefer Temperatur direkt durch die Bestrahlung erzeugt werden. Dafür spricht auch der Wert von τ_3, der mit 318 psec

recht gut mit dem für Dpppelleerstellen gemessenen Wert übereinstimmt [79]
Die nächste Ausheilstufe ist schwieriger zu interpretieren.Wir beobachten hier eine Abnahme der Intensität A_3.Das könnte dadurch verursacht werden,daß Komplexe z Bor-Leerstellen Komplexe aufbrechen [59] oder positive Silizium Zwischen= gitteratome wandern [56].Die letzte Stufe bei höheren Ausheiltemperaturen äußert sich in einer starken Zunahme der Lebensdauer τ_3 um etwa 1oo psec. Es liegt nahe,diese Zunahme mit der Bildung größerer Defekte in Zusammenhang zu bringen,z.B. der Bildung von Mehrfachleerstellen [34] .

Mit den hier durchgeführten Ausheilmessungen konnte zum ersten Mal die Wechsel= wirkung der Positronen mit einfachen Defekten nachgewiesen werden.Es ist interessant Positronenlebensdauern verschiedener Leerstellenkomplexe miteinander zu vergleiche

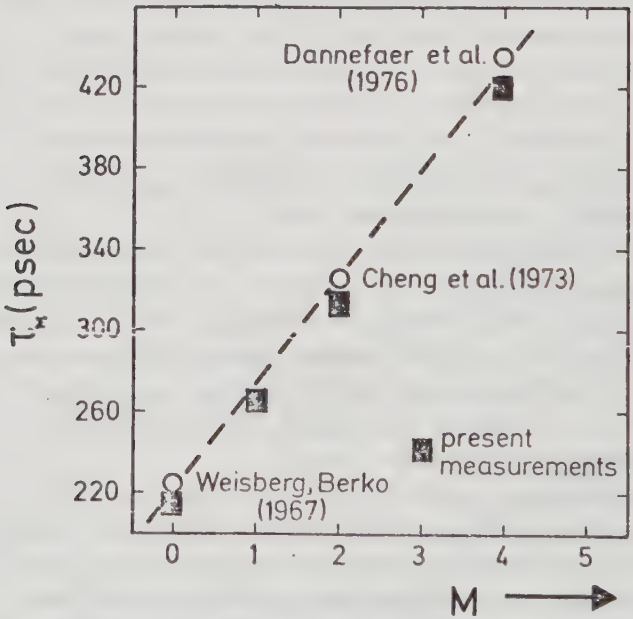

Fig. 16 Defektspezifische Lebensdauer τ_M aufgetragen gegen die Muliplizität der Fehlstelle

In Fig. 16 sind die defektspezifischen Lebensdauern τ_M der verschiedenen Leer= stellenkomplexe in Silizium aufgetragen.Zum Vergleich mit unseren Messungen sind die Ergebnisse anderer Autoren [34], [39], [79] mit eingezeichnet. M = 0 bedeutet die Positronenzerstrahlung im perfekten Kristall.M = 1 heißt Vernichtung

in Einzelleerstellen,usw.Unser Meßwert τ_3 = 42o psec bei hohen Temperaturen (Fig. 15) stimmt gut mit dem von Dannefaer et al [34]vorgeschlagenen Positronenzerfall in Vierfachleerstellen überein.Der Fig. 16 entnimmt man einen proportionalen Gang der Lebensdauer τ_H mit dem Defektvolumen.Eine qualitative Erklärung dafür ist die Abnahme der Elektronendichte mit dem Fehlstellenvolumen. Dies führt zu einer größeren Lebensdauer der Positronen (Kap. 2.2). Weitere Experimente,insbesondere Untersuchungen an größeren Clustern in neutronenbestrahlten und amorphen halbleitern [55][80][81] könnten zu einem noch besseren Verständnis der Defektidentifizierung durch Lebensdauermessungen führen.

. Die Temperaturabhängigkeit der Positronenlebensdauern (gemäß Def.Gl.(3),Seite 3)

ahlreiche Arbeiten beschäftigen sich mit der Frage ,ob die Zerfallsraten (Gl.1o) der Positronen in unbestrahlten Silizium von der Temperatur abhängig sind [31],[32],[33] . m Fall von Proben mit Defekten besteht Unklarheit darüber,welche Modellvorstellungen dem sowohl von Brandt et al. [19]gemessenen Temperaturgang einer mittleren ebensdauer,als auch der Temperaturabhängigkeit der von Arefiev [43] mit Winkelkorrelationsmessungen bestimmten Peakzählrate an elektronenbestrahltem Silizium ugrunde gelegt werden können.Eine solche Temperaturabhängigkeit könnte verschiedene Ursachen haben.Zum einen kann die Einfangrate der Positronen an Haftstellen on der Temperatur abhängig sein ,aber auch die Möglichkeit eines Positronen = scapes (Kap.3.2) durch thermische Anregung könnte eine Temperabhängigkeit bewirken.Ein Studium von Temperatureffekten kann daher weitere Informationen über ie Wechselwirkung der Positronen mit Fehlstellen bieten.

ntersuchungen dieser Art gibt es bislang nur wenige.Brandt [19] beschoß p-dotiertes Silizium bei Zimmertemperatur mit Elektronen und konnte nur eine einzige ittlere Lebensdauer analysieren.Diese mittlere Lebensdauer ändert ihren Wert im emperaturbereich 93K < T < 3ooK stufenförmig von 29o psec auf etwa 25o psec.Brandt rklärt diesen Temperaturgang durch Escape des Positrons von einer flachen,neutralen Störstelle und berechnet dafür eine Aktivierungsenergie von o.o6 eV. refiev et al. [43] bestrahlten n-dotiertes Silizium mit 2 MeV Elektronen und ührten Winkelkorrelationsmessungen durch (Kap.2.3).Aus der Temperaturabhängigkeit ihrer Peakzählrate wurde auf die Existenz von positroniumähnlichen Zustänen in der Nähe von Fehlstellen geschlossen.In unbestrahlten Siliziumproben konnen die Autoren dagegen keinen Temperatureffekt der Peakzählrate feststellen .

Bei den in beiden Arbeiten untersuchten Meßparameter -mittlere Lebensdauer und Peakzählrate - handelt es sich jeweils um Mittelwerte ,mit denen eine nach dem Trappingmodell (8) abgeleitete Unterscheidung von defektcharakteristischen und von der Fehlstellendichte abhängigen Meßgrößen nicht möglich ist.Wie die Resultate in Kap.7.2 und Kap. 7.3 zeigen,war es mit unserer Apparatur möglich, beide Komponenten getrennt zu analysieren.Es ist daher interessant,eine Temperaturgang der defektspezifischen als auch der von der Fehlstellendichte abhängigen Lebensdauerkomponenten zu untersuchen.

Bevor jedoch die Ergebnisse der Positronenmessungen an elektronenbestrahlten Siliziumproben diskutiert werden,soll in Kapitel 7.1 die Frage des Temperaturganges der Zerfallsraten in u n b e s t r a h l t e n Proben erörtert werden.

7.1 Lebensdauermessungen an unbestrahlten,unterschiedlich dotierten Siliziumprobe

Für diese Untersuchungen standen drei verschieden dotierte Proben der Firma Wacker zur Verfügung : Phosphor dotiertes Si ($1o^{18}$ Pcm^{-3}),Bor dotiertes Silizium ($1o^{18}$ Bcm^{-3} und kompensiertes Silizium ($1o^{5}\Omega$cm).In Figur 16 sind die gemessenen Lebensdauern im Temperaturbereich von 2oK bis 4oo K aufgetragen.Die Experimente liefern nur eine einzige Lebensdauerkomponente.Eine charakteristische Temperaturabhängigkeit konntenicht festgestellt werden.Bemerkenswert ist allenfalls der leichte Unterschied der Lebensdauerwerte der stark dotierten Proben gegenüber dem reinst Silizium um etwa 5%.Wir schließen daraus,daß die flachen Donator - und Akzeptorterme offenbar nicht wesentlich am Zerstrahlungsprozeß der Positronen in einen unbestrahlten Kristall beteiligt sind.Die Dotierungsatome (z.B. Bor,Phosphor und Sauerstoff) spielen allerdings -wie in Kapitel 6 ausführlich beschrieben - eine wichtige Rolle in elektronenbestrahlten Kristallen.

7.2 Temperaturmessungen an elektronenbestrahlten Phosphor dotiertem Silizium

Lebenzeitbestimmungen an n-dotiertem Silizium (Probe c,Kap.4.3),das mit 3 MeV Elektronen bei Zimmertemperatur beschossen wurde,ergaben zwei Lebensdauerkomponenten τ_1 und τ_2 .Entsprechend der Interpretation des Trappingmodells (1o)

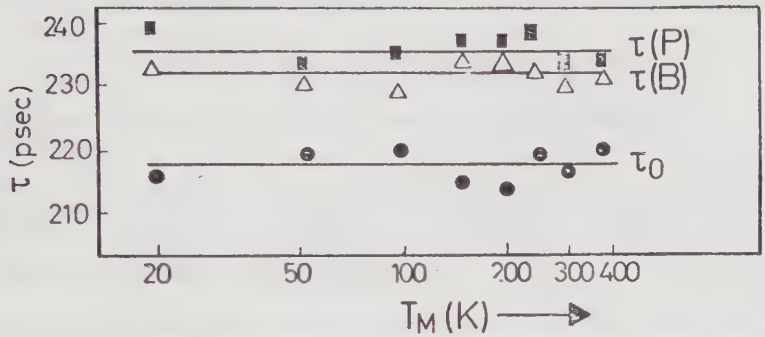

Fig. 16 Positronenlebensdauern in unbestrahlten, verschieden dotierten Siliziumproben in Abhängigkeit von der Meßtemperatur $T_M(K)$

$\bar{\tau}$ (P) = 235 psec : mittlere Lebensdauer in n-dotiertem Silizium (10^{18} P cm^{-3})

$\bar{\tau}$ (B) = 233 psec : mittlere Lebensdauer in p-dotiertem Silizium (10^{18} B cm^{-3})

τ_0 = 218 psec : mittlere Lebensdauer in reinst Silizium ($10^5 \Omega$cm)

sind in Figur 17 die defektspezifische Lebensdauer $\bar{\tau}_2$, deren Intensität A_2 und die von der Fehlstellendichte abhängige Lebensdauer $\bar{\tau}_1$ (10) gegen die Meßtemperatur $T_M(K)$ aufgetragen. Während die längere Lebensdauer τ_2 = 290 ± 8 psec einen konstanten Wert im gesamten Meßbereich einnimmt -charakteristisch für nur einen dominanten Defekt (Kap.4)- fällt ihr relativer Intensitätsanteil A_2 bei 130 K sprungförmig von 58% auf etwa 45% ab. Im gleichen Temperaturbereich nimmt dagegen die "kurze" Lebensdauer τ_1 von 190 psec auf 210 psec zu.
Diese Daten interpretieren wir im Rahmen des in Kap.3 abgeleiteten Trapping-modells. Dabei wird auf eine Berücksichtigung des Positronenescapes verzichtet.

(Anmerkung : Löst man die Ratengleichung für die Vernichtung der Positronen in einem Festkörper unter Berücksichtigung des Positronenescapes $\delta(T)$, so erhält die in Gleichung (10) errechnete Zerfallsrate λ_2 mit folgenden Zusatztermen:

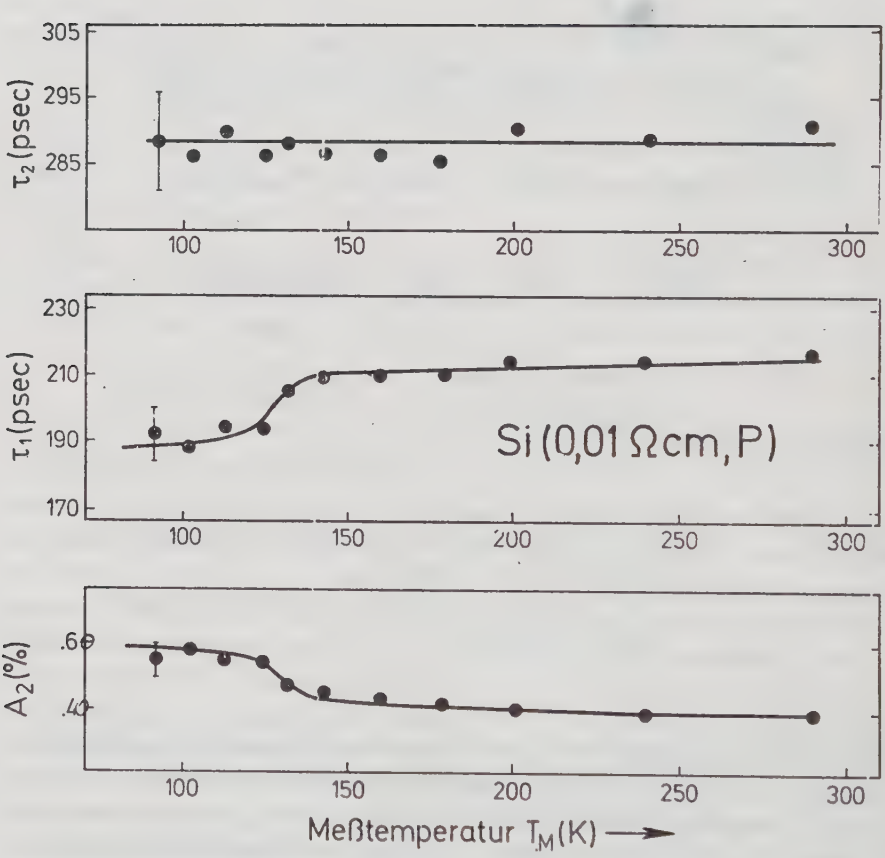

Fig. 17 n - dot. Silizium ($1o^{18}$ P cm^{-3}), Probe c
Aufgetragen sind die defektspezifischen Lebensdauer τ_2, deren Intensität und die konzentrationsabhängige Lebensdauer τ_1 gegen die Meßtemperatur T_M(K).

$$\lambda_2 = \lambda_2 + \delta(T) + \frac{\varkappa_1 \cdot \delta(T)}{\lambda_2 - \lambda_f + \delta(T) - \varkappa_1} \qquad (25)$$

mit δ (T) der temperaturabhängigen Escaperate, $\varkappa_1$ der mittleren Positronen-einfangrate, λ_2 der mittleren Vernichtungsrate im Trap und λ_f die mittlere Vernichtungsrate im ungestörten Kristall.)

Eine Temperaturabhängigkeit der Zerfallsrate λ_2 im Fall von n-dotiertem Silizium konnte nicht beobachtet werden. Wir nehmen daher an, daß die gemessene Temperaturabhängigkeit der Zerfallsrate λ_1 (Fig.17) durch einen Temperatureffekt der Positroneneinfangrate $\varkappa_1$ entsteht. Wie bereits in Kapitel 3.1, Gl.1o ausgeführt hängt die von der Fehlstellendichte abhängige Lebensdauer τ_1 folgendermaßen im Falle eines dominierenden Defekttypes mit der Einfangrate $\varkappa_1$ zusammen:
(siehe Gl.(1o) mit $\varkappa_2 = 0$)

$$\tau_1^{-1} = \lambda_1 = \lambda_f + \varkappa_1 \qquad (26)$$

Aus (1o) läßt sich für $\varkappa_1$ noch eine weitere Beziehung ableiten :

$$\varkappa_1 = A_2 \, (\lambda_1 - \lambda_2) \qquad (27)$$

Aus beiden Gleichungen (26) und (27) läßt sich $\varkappa_1$ angeben. In Fig. 18 ist der aus Gleichung (26) berechnete Verlauf von $\varkappa_1$ dargestellt. Für die Zerfallsrate λ_f der Positronen im defektfreien Kristall wurde der Wert $\lambda_f = 4{,}2 \cdot 10^{-1} \, \rho\text{sec}^{-1}$ (Kap.7.1) eingesetzt. Die Werte von $\varkappa_1$ ändern sich im Temperaturbereich von 9oK bis 3oo K von $1o^9$ s^{-1} bis o,45 $1o^9$ s^{-1}. Gemäß der Definition der Trappingrate der Positronen (Kap.3) setzt sich $\varkappa_1$ aus dem Produkt der Fehlstellendichte C_{1v} und der Trapping-konstanten μ_1 zusammen. Zur Interpretation des Verlaufs von $\varkappa_1$ (Fig.18) kann davon ausgegangen werden, daß im Meßtemperaturbereich weder eine Änderung der Fehlstellen-

dichte noch ein Umladevorgang stattfindet,da die Probe bei 3oo K ausgetempert wurde und das Ferminiveau E_f nahe am Leitungsband liegt.(Kap.7.3)

Die Temperaturabhängigkeit von $\varkappa_1$ kann daher nicht auf die Fehlstellendichte C_{1v} zurückgeführt werden,sondern muß ihre Ursache im Verhalten der Trappingkonstanten μ_1 haben.

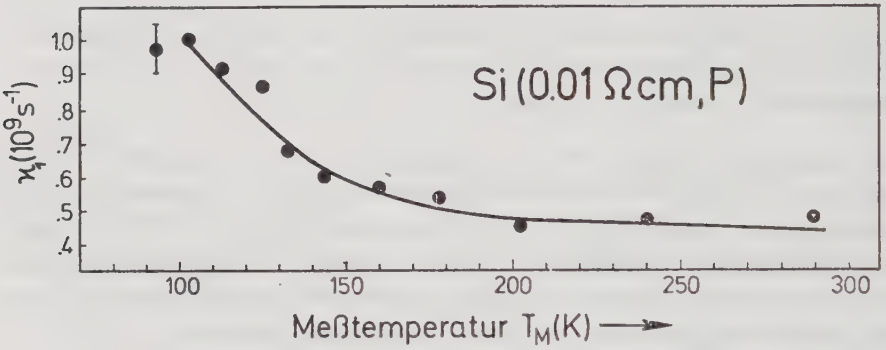

Fig. 18 n -dot Silizium ($1o^{18}$ P cm^{-3})

Aufgetragen sind die berechneten Werte der Positroneneinfangrate $\varkappa_1(T)$ gegen die Meßtemperatur T_M(K).

Wie in Kapitel 3.2 ausführlich erläutert ,läßt sich die Trappingkonstante μ_1 für den Fall,daß die mittlere freie Weglänge $\bar{l}$ der Positronen groß gegen den mittleren Defektabstand $\bar{d}$ ist,wie folgt schreiben (Gl.15) :

$$\mu_1 = v_p \, \sigma_p(T) \qquad (28)$$

σ_p ist der Positroneneinfangquerschnitt und v_p die Positronengeschwindigkeit. Diese Näherung ist hier gerechtfertigt.Geht man nämlich von einer Fehlstellendichte in der n-dotierten Probe von $5 \cdot 1o^{17}$ cm^{-3} aus (Kap.4.3,Probe c) so ergibt das einen mittleren Defektabstand von etwa 1oo Å ($\bar{d} \sim c_{1v}^{-1/3}$) .Dieser Defektabstand ist damit sicher kleiner als die mittlere freie Weglänge $\bar{l}$ der Positronen,die sich zu

einigen hundert Å abschätzen läßt. ($\bar{l} = v_p \cdot b \cdot m/e$; b ist die Beweglichkeit der Positronen)

Die Temperaturabhängigkeit der Zerfallsrate Λ_1 ($\Lambda_1 = \lambda_f + v_p \sigma_p(T) \cdot C_{1v}$, siehe Gl.(1o),(26),(28)) und des relativen Intensitätsanteils A_2 kann daher im Positroneneinfangquerschnitt stecken. Setzt man für den Temperaturverlauf von $\sigma_p(T)$ ein Potenzgesetz an, so kann der Temperaturexponent n aus der folgenden logarithmischen Auftragung gewonnen werden: (die Werte der Einfangrate $\varkappa_1$ erhält man über die Beziehung (26) aus den Meßwerten von Λ_1 (Fig.17))

$$\ln \varkappa_1 T^{-1/2} = n \ln T^{-1} + \ln \text{const.} \qquad (29)$$

Für die thermische Geschwindigkeit der Positronen wird die von Brandt [16] angegebene Beziehung $v_p = (2k_B T/m_p)^{1/2} \sim T^{1/2}$ verwendet.

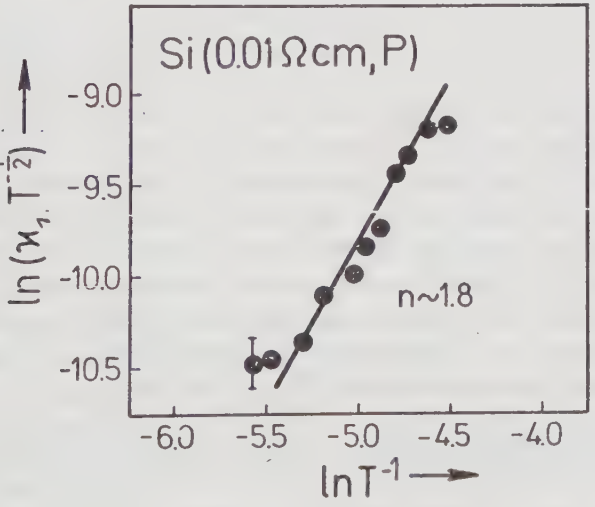

Fig. 19 n dot.Si ($1o^{18}$ P cm^{-3})

Zur Bestimmung des Temperaturexponenten n für den Positroneneinfangquerschnitt $\sigma_p \sim T^{-n}$ ist gemäß Gl.(29) der Logarithmus des Produktes $\varkappa_1 T^{-1/2}$ gegen den Logarithmus von T^{-1} aufgetragen.

(Die Werte der Einfangrate $\varkappa_1$ werden mit Gl.(26) bestimmt)

Der Exponent n ergibt sich aus der Steigung der Geraden in Fig.19.Der Temperaturgan des Positroneneinfangquerschnitts folgt also der Beziehung $\sigma_p \sim T^{-1.8}$.
Zur Deutung dieses Ergebnisses müssen wir berücksichtigen,daß wir nur eine defektcharakteristische Lebensdauerkomponente τ_2 identifizieren konnten(Fig.17). Es deutet darauf hin,daß die Positronen mit einem dominierenden Defekt wechselwirken oder aber die Zerfallsrate λ_2 einen Mittelwert für die Zerstrahlung der Positronen in mehreren Fehlstellen darstellt,deren Einzelkomponenten von der verwendeten Meßapparatur nicht aufgelöst werden konnten.
Leitfähigkeits-und Thermokraftmessungen (Kap.7.3) zeigen,daß das Ferminiveau in der Nähe des Leitungsbandes liegt.Aus Kapitel 4,Fig.4 wissen wir,daß in n-dotierten Kristallen der Ladungszustand der Defekte überwiegend negativ ist, z.B. die Doppelleerstelle VV oder der Phosphor-Leerstellenkomplex VP.Wir gehen daher von der Annahme aus,daß die Positronen vorwiegend an negativ geladenen Störstellen zerstrahlen.Diese Überlegung wird gestützt durch die $T^{-1.8}$-Abhängigkeit des Positroneneinfangquerschnittes.Der Temperaturexponent für den Einfangquerschnitt im Fall geladener Zentren hat den Wert $n = 2$ [83],[84].

Eine wesentliche Annnahme dieser Abschätzung war die Voraussetzung : $\bar{l} > \bar{d}$.
Geht man dagegen davon aus,daß diese Beziehung nicht gilt,so ergibt sich gemäß Kapitel 3.2 für die Trappingrate μ_1 der Ausdruck $\mu_1 = 4\pi R D_p$ mit der Diffusionskonstanten D_p und dem effektiven Positroneneinfangradius R.
Eine Abschätzung des Temperaturganges der Trappingkonstanten μ_1 führt zum gleichen Temperaturexponenten n wie im oben diskutierten Fall.Setzt man für die Temperaturabhängigkeit des Radius einer geladenen Störstelle R proportional T^{-1} und für die Beweglichkeit b der Positronen bei Wechselwirkung mit akustischen Phononen ein Potenzgesetz der Form $b \sim T^{-3/2}$ [46] ,so ergibt sich $\mu_1 \sim T^{-3/2}$.

Der Brandtschen Vorstellung eines Positronenescapes und der Annahme von positroniumähnlichen Zuständen von Arefiev setzen wir die Überlegung gegenüber,daß die Temperatureffekte der in bestrahlten Silizium gemessenen Zerfallsraten auf die Temperaturabhängigkeit des Positroneneinfangs an geladenen Zentren zurückgeführt werden können. Dafür sprechen auch in Kapitel 7.3 dargestellte Messungen,die Aufschlüsse über die Temperaturabhängigkeit der Positroneneinfangrate zweier unterschiedlich geladener Defekte -ein negativer und ein neutraler Ladungszustand - geben.

7.3 Lebensdauermessungen an elektronenbestrahltem reinst Silizium

Unter den gleichen Bedingungen wie bei der n-dotierten Siliziumprobe (kap.7.2) wurde kompensiertes reinst Silizium ($10^5 \Omega$cm) bestrahlt (Probe b$^-$, Kap.4). Wieder konnten zwei Zerfallsraten Λ_1 und Λ_2 analysiert werden. Im Gegensatz zum konstanten Temperaturverlauf von Λ_2 im Fall der n-dotierten Probe, konnte bei Probe b' ein Temperaturgang von Λ_2 festgestellt werden (Fig.20). Die entsprechende Lebensdauer (3) nimmt einen sprungförmigen Verlauf und fällt von 290 psec bei 90 K auf etwa 260 psec bei 300 K ab. Die von der Fehlstellendichte abhängige Lebensdauer τ_1 verändert ihre Werte ebenfalls mit der Temperatur und steigt von 183 psec bei 90K auf 195 psec bei 300 K an (Fig.20). Die Intensitätskomponente A_2 verläuft im Temperaturbereich 93K bis 160K abnehmend, steigt dann aber wieder leicht an.

Es liegt nahe, den Temperaturgang von τ_2 mit dem Brandtschen Escapemodell in Verbindung zu bringen. Ein Fit der Gleichung (25) mit unseren Meßdaten ergibt keine Übereinstimmung, da der Einfluß des Escapeterms eine wesentlich flachere Stufe bewirkt, deren Wendepunkt bei 300 K liegt.

Bei der folgenden Interpretation der Meßergebnisse gehen wir wieder streng innerhalb des Trappingmodells (Kap.4.1) vor.

Die von Beyer [28] durchgeführten Leitfähigkeits - und Thermokraftmessungen zeigen, daß sich das Ferminiveau im Temperaturbereich von 100K bis 300 K verschiebt. Aus den Meßkurven der Thermokraft und des Leitwertes (Fig.21) entnimmt man in beiden Fällen im Zimmertemperaturbereich eine Steigung von ca.0.59 eV. Daraus läßt sich schließen, daß das Ferminiveau etwa in der Mitte des Gaps liegt. Bis zu einer Temperatur von 220 K bleibt diese Lage stabil. Erst unterhalb von 220 K geht die Probe in den Bereich der Störstellenleitung über (Steigung der Leitwertkurve ändert sich). Der Temperaturverlauf des Leitwertes zeigt, daß Störstellenerschöpfung vorliegt. Geht man davon aus, daß in diesem Bereich die Probe n-leitend ist, so kann man den Abstand des Ferminiveaus E_f von der Unterkante des Leitungsbandes E_c abschätzen :

$$E_c - E_f = kT \ln \frac{N_c}{n_0} \qquad (30)$$

N_c ist die effektive Zustandsdichte und n_0 die konstante Trägerkonzentration im Störleitungsbereich, die aus der Leitfähikeit zu etwa 10^5 cm^{-3} berechnet werden kann ($n_0 = \sigma / e \cdot \mu$, σ = Leitfähigkeit , μ = Beweglichkeit [26]). Danach ergibt sich eine annähernd lineare Temperaturverschiebung von E_f und zwar von 0.6 eV bei

22oK nach o.27eV bei 1oo K. Für den Einfang der Positronen kommen daher so= wohl negativ geladene Störstellen (VV) als auch neutrale Defekte (VO) in Frage (Fig.

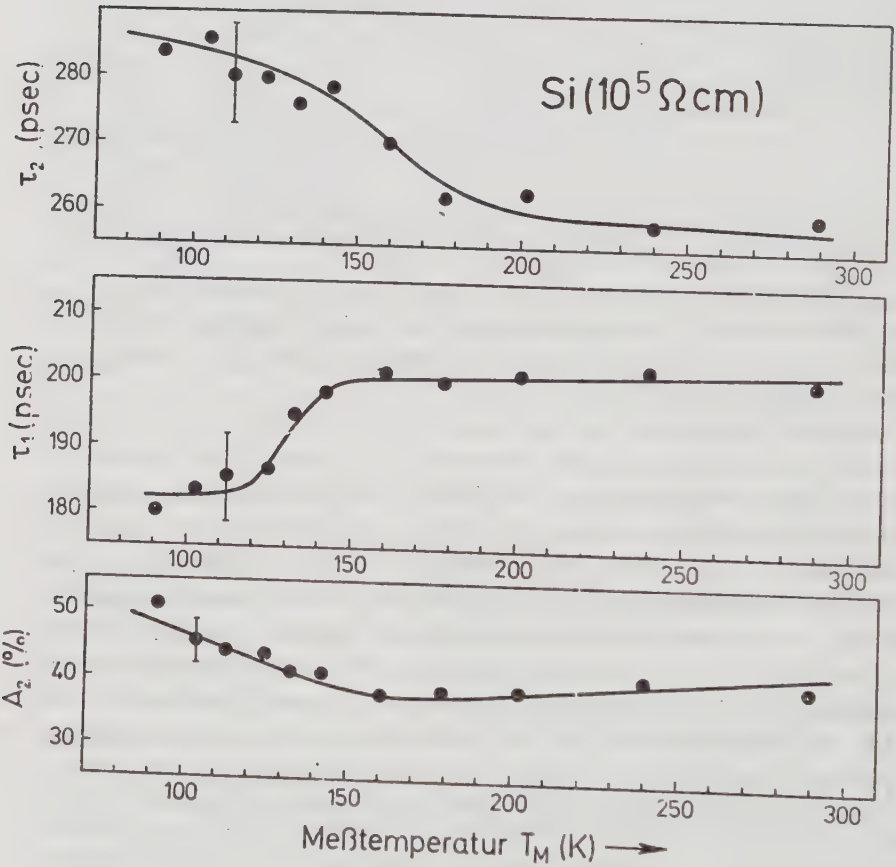

Fig. 2o reinst Silizium ($1o^5$ Ωcm, Probe b', Kap.4.3)
Aufgetragen sind die defektcharakteristische Lebensdauer $\overline{\tau}_2$, deren relative Intensitätskomponente A_2 und die von der Fehlstellendichte abhängige Lebensdauer $\overline{\tau}_1$ gegen die Meßtemperatur T_M(K).

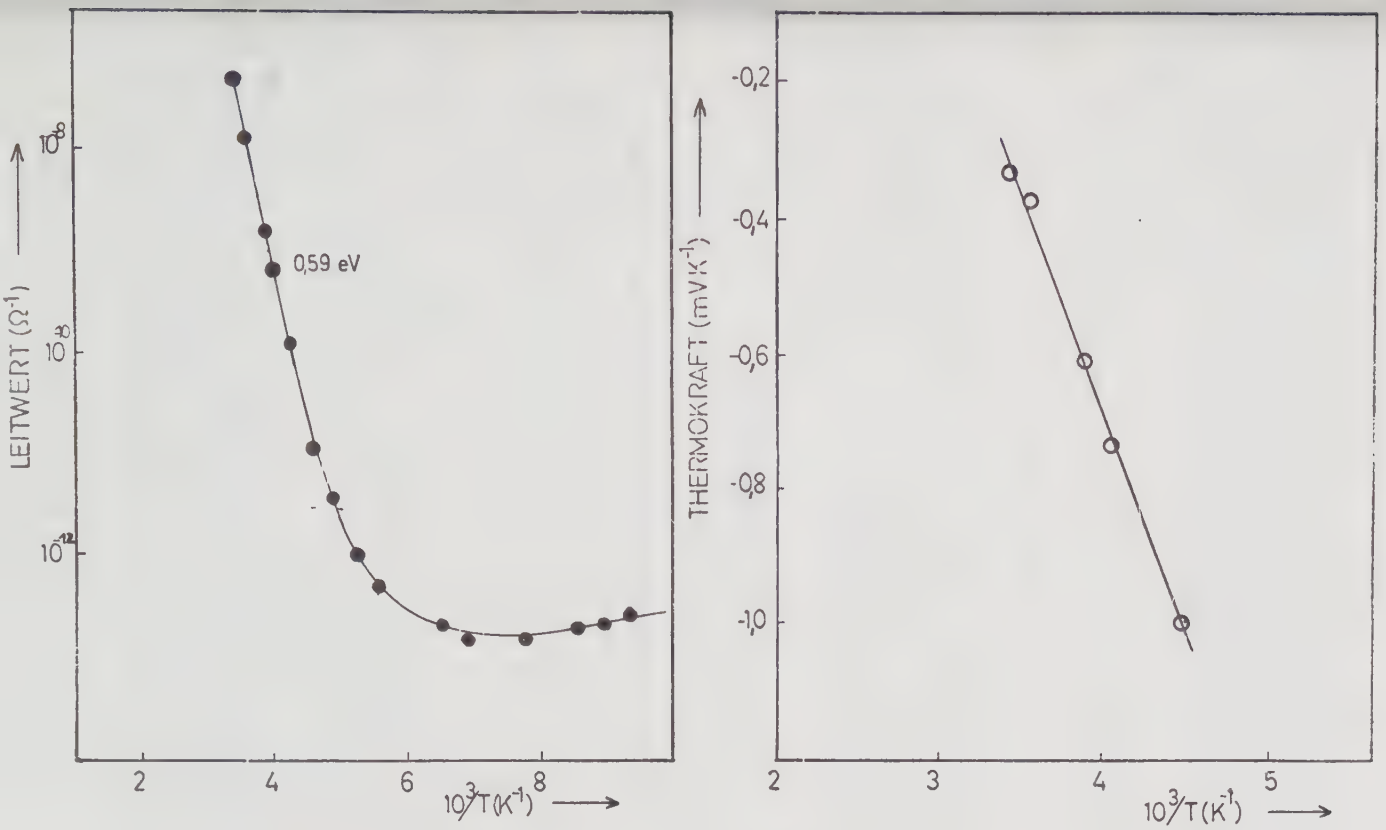

Fig. 21 Leitwert und Thermokraft aufgetragen gegen die Temperatur T^{-1}. Der Meßbereich liegt zwischen 1ooKund 3oo K.

Wir sind nicht der Meinung,daß die beobachtete Temperaturabhängigkeit (Fig.2o) dadurch entsteht,daß infolge des Verschiebens des Ferminiveaus die Störstellen umgeladen werden.Vielmehr gehen wir davon aus,daß zwei Typen von Defekten wirksam sind : geladene Defekte,deren Wirkungsquerschnitt proportional T^{-2} verläuft,sowie neutrale Defekte,deren Einfangrate für Positronen praktisch konstant ist.
Legt man diese Überlegungen zur Interpretation der Meßergebnisse (Fig.2o) zugrunde,so erhält man aus Gleichung (1o) die Beziehung für die Zerfallsrate Λ_1

$$\Lambda_1 = -(\lambda_f + \varkappa_1 + \varkappa_2) \qquad (31)$$

Der gemessene relative Intensitätsanteil A_2 setzt sich demnach aus zwei Komponenten(xx) zusammen: aus dem Anteil der Positronenzerstrahlung in geladenen Störstellen und dem Teil,der von der Positronenvernichtung in neutralen Defekten herrührt.Wir setzen daher in diesem Fall $A_2 = A_2'$ und es gilt :

$$A_2' = -\left(\frac{\varkappa_1}{\Lambda_1+\lambda_2} + \frac{\varkappa_2}{\Lambda_1+\lambda_3}\right) \qquad (32)$$

Aus den beiden Beziehungen (31) und (32) lassen sich die Einfangraten $\varkappa_1$ und $\varkappa_2$ errechnen.Trägt man sie gegen die Meßtemperatur $T_M(K)$ auf (Fig.22),so ergibt sich der folgende Verlauf: die Einfangrate $\varkappa_1$ zeigt ähnlich wie die Trappingrate im n-dotierten Silizium (Fig.18) einen starken Temperaturgang,während $\varkappa_2$ nahezu konstant bleibt.Auf Seite 43 wurde das Shiften des Ferminiveaus mit der Temperatur diskutiert.In diesem Shiftbereich liegen zwei Fehlstellentypen (Fig.4),die in der vorliegenden hochohmigen Siliziumprobe dominieren können (siehe Seite 17) : die negativ geladene Doppelfehlstelle mit der Positronenzerfallsrate $\lambda_2 = 3{,}1\cdot10^{-3}\,psec^{-1}$ und der neutrale Sauerstoff-Leerstellenkomplex mit einer Zerfallsrate $\lambda_3 = 4{,}2\cdot10^{-3}$ $psec^{-1}$(Fig.15 und Kap.6.2).Setzt man diese Werte in Gl.(32) ein,so ergibt sich zusammen mit Gl.(31) der in Fig.22 dargestellte Verlauf der Einfangraten $\varkappa_1$ und $\varkappa_2$.

(xx Anmerkung :es muß an dieser Stelle darauf hingewiesen werden, daß die defektspezifischen Untersuchungen (Kap.6) und die temperaturabhängigen Untersuchungen (Ka des Positroneneinfangquerschnittes mit Meßapparaturen unterschiedlicher Zeitauflösungen durchgeführt wurden.Im Fall der Ausheilmessungen (Kap.6) verwendeten wir die Meßdetektoren RCA C 31o24 und erhielten eine Zeitauflösung von 25o psec (Kap.5)

bei den Temperaturmessungen (Kap.7) standen uns diese hochauflösenden Multiplier noch nicht zur Verfügung.Statt dessen wurden die RCA Multiplier 8850 verwendet und die Meßapparatur hatte eine Zeitauflösung von etwa 350 psec.Diese relativ schlechte Zeitauflösung ist verantwortlich dafür,daß die beiden relativen Intensitätsanteile der Positronenvernichtung in neutralen und negativ geladenen Defekten nicht auf= gelöst werden konnten .)

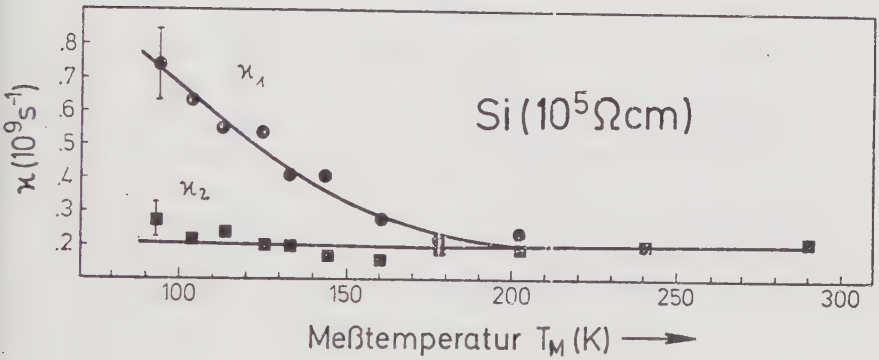

Fig. 22 Reinst Si ($10^5\,\Omega$cm,kompensiert),Probe b' Positroneneinfangraten einer geladenen Störstelle κ_1 und einer neutralen Fehlstelle κ_2 aufgetragen gegen die Meß= temperatur T_M(K).

Ein Vergleich der beiden Positroneneinfangraten κ_1 und κ_2 (Fig.22) zeigt, daß bei tiefen Temperaturen die negativ geladene Doppelleerstelle weitaus häu= figer mit Positronen wechselwirkt als der neutrale Fehlstellenkomplex.
Zur Bestimmung des Exponenten n der Temperaturabhängigkeit des Positronen= wirkungsquerschnittes (28) der Fehlstellen wird gemäß Gl.(30) verfahren.Eine doppelt logarithmische Auftragung $\ln \kappa T^{-1/2}$ gegen $\ln T^{-1}$ liefert wie aus Fig.23 ersichtlich die beiden Exponenten n=2 für die negativ geladene Fehlstelle und n annähernd =0 für den neutralen Defekt.

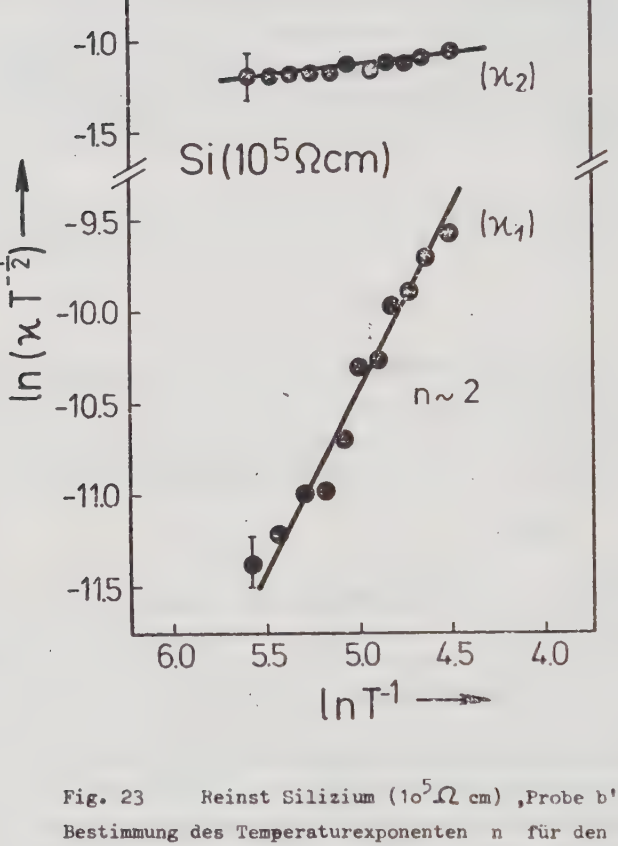

Fig. 23 Reinst Silizium ($10^5\,\Omega$ cm) ‚Probe b' Bestimmung des Temperaturexponenten n für den Positroneneinfangquerschnitt zweier verschieden geladener Defekte! κ_1 = Einfangrate für einen negativen Ladungszustand κ_2 = Einfangrate für einen neutralen Ladungszustand.

Die Werte für die beiden Temperaturexponenten n=2 und n= o stehen im Einklang mit der Annahme, daß der Positroneneinfang in ein geladenes und ein neutrales Trappingzentrum erfolgt.

Auch der Verlauf der Lebensdauerkomponente τ_2 (Fig.2o) läßt sich mit diesem Ergebnis in Einklang bringen. Aufgrund der Zeitauflösung von 35o psec der Meßa paratur (siehe Anmerkung Seite 46) war eine Trennung der relativen Intensität komponenten der Positronenzerstrahlung in den beiden Defekten nicht möglich.

Die zugehörigen defektcharakteristischen Lebensdauerkomponenten konnten daher ebenfalls nicht getrennt analysiert werden.Wir interpretieren daher die in Fig.2o dargestellten Meßwerte der Lebensdauer τ_2 als gemittelte Werte über beide Einzel= komponenten.Mit dem folgenden Ansatz zur Beschreibung dieses Mittelwertes der Vernichtungsraten der Positronen in beiden Defekten $\lambda_2 = \lambda_2'$ mit

$$\lambda_2' = \frac{A_2\lambda_2 + A_3\lambda_3}{A_2 + A_3}$$

läßt sich der Verlauf der Meßpunkte in Fig.2o recht gut wiedergeben(10).

Abschließend läßt sich feststellen,daß sich unsere Meßergebnisse (Kap.6) und (Kap.7) im Rahmen der Annahme von temperaturabhängigen Positroneneinfangquerschnit= ten zufriedenstellend beschreiben lassen.Das Escape-Modell von Brandt können wir nicht bestätigen,aber auch die Vorstellungen von Arefiev,positroniumähnliche Zustände seien für die Temperaturabhängigkeit der Peakzählraten verantwortlich, können wir nicht zustimmen,da im Fall von positroniumähnlichen Zuständen eine Komponente im Nanosekundenbereich im Untergrund unserer Zeitspektren auf= treten müßte.Trotz eines ausgezeichneten Peak-zu -Untergrund Verhältnis unserer Zeitspektren (Kap. 5.7) konnten wir eine solche Komponente nicht bestimmen.

Zusammenfassung

Mit Hilfe der Positronenvernichtungsmethode (Lebensdauer und Dopplerverbreiterun
wurden Defekte bei tiefen Temperaturen in Silizium untersucht.Die Lebensdauer
der Positronen in undotiertem ,defektfreien Silizium beträgt (218 ± 8) psec.Nach
Bestrahlung mit 1-3 MeV Elektronen wurd das Ausheilverhalten im Temperaturbereic
12 K< T_A < 6oo K analysiert.Danach zerstrahlen in reinst Silizium die Positrone
bei tiefer Temperatur bevorzugt in negativ geladenen Einzelleerstellen mit einer
Lebensdauer von (266± 1o) psec und in Doppelleerstellen mit einer Lebensdauer vo
(318 ± 15) psec.In Bor-dotierten Kristallen konnte dagegen vor und nach der Be=
strahlung kein dominierender Defekt festgestellt werden.Für die mittlere Lebens=
dauer in dotierten Proben wurde ein Lebensdauerwert von (233± 1o) psec gefunden.
Aufgrund der simultan durchgeführten Lebensdauer-und Dopplerverbreiterungsmes =
sungen konnte festgestellt werden,daß primär erzeugte isolierte Einzelfehlstelle
beim Ausheilprozeß um 15o K vorwiegend mit Fremdatomen (Sauerstoff,Phosphor,usw)
Komplexe bilden.Ein geringer Teil der Einzelleerstellen lagert sich auch zu Dop=
pelleerstellen zusammen.
Wichtige Erkenntnisse konnten auch über die Temperaturabhängigkeit der Positro=
neneinfangraten in den veschiedenen Defekten gewonnen werden.Danach ergibt sich,
daß die Positroneneinfangquerschnitte nicht nur vom Ladungscharakter der Fehl=
stelle abhängig sind ,sondern darüberhinaus ein charakteristisches Temperatur=
verhalten zeigen.Ein negativ geladenes Trappingzentrum führt zu einem Wirkungs=
querschnitt für Positroneneinfang,der proportinal T^{-2} verläuft,während die Ein=
fangrate der Positronen in neutralen Fehlstellen nahezu temperaturunabhängig ist
Zur Definition des Ladungszustandes der verschiedenen Defekte wurden zusätzlich
Leitfähigkeits-und Thermokraftmessungen durchgeführt.Temperatureffekte der mitt=
leren Vernichtungsraten in unbestrahlten,verschieden dotierten Siliziumproben ko
ten nicht festgestellt werden.
Insgesamt zeigt sich,daß die Positronenmethode zur Analyse von negativen und
neutralen Defekten geeignet ist.Bei der Anwesenheit von mehreren Fehlstellen=
typen sind allerdings hochauflösende,temperaturstabilisierte Meßapparaturen not=
wendig, um eine Trennung der einzelnen Vernichtungsraten vornehmen zu können.

A N H A N G

nalytische Behandlung des Trappingmodells für zwei Typen von Fehlstellen :

u lösen ist das Differentialgleichungssystem((1o),Kapitel 3)

$$\dot{\vec{n}} = M \cdot \vec{n} \tag{1 A}$$

$$\begin{pmatrix} \dot{n}_1 \\ \dot{n}_2 \\ \dot{n}_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -(\lambda_f + \varkappa_1 + \varkappa_2) & 0 & 0 \\ \varkappa_1 & -\lambda_2 & 0 \\ \varkappa_2 & 0 & -\lambda_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} n_1 \\ n_2 \\ n_3 \end{pmatrix}$$

erechnung des charakteristischen Polynoms von (1 A).Sei Λ eine Variable nd E die Einheitsmatrix,so gilt :

$$F_M(\Lambda) = |M - \Lambda E| = \begin{vmatrix} -(\lambda_f + \varkappa_1 + \varkappa_2 + \Lambda) & 0 & 0 \\ \varkappa_1 & -(\lambda_2 + \Lambda) & 0 \\ \varkappa_2 & 0 & -(\lambda_3 + \Lambda) \end{vmatrix} \tag{2 A}$$

$$= -(\lambda_f + \varkappa_1 + \varkappa_2 + \Lambda)(\lambda_2 + \Lambda)(\lambda_3 + \Lambda) \tag{3 A}$$

Die Eigenwerte von M ergeben sich als die Nullstellen des charakteristischen Polynoms $F_M(\Lambda) = 0$

$$\begin{aligned} \Lambda_1 &= -(\lambda_f + \varkappa_1 + \varkappa_2) \\ \Lambda_2 &= -\lambda_2 \\ \Lambda_3 &= -\lambda_3 \end{aligned} \qquad (4\,A)$$

Berechnungen der Eigenvektoren von M zu den Eigenwerten $\Lambda_1, \Lambda_2, \Lambda_3$:

Seien $\mathcal{E}^{(n)} =: \begin{pmatrix} x_1^{(n)} \\ x_2^{(n)} \\ x_3^{(n)} \end{pmatrix}$ die Eigenvektoren.Sie ergeben sich als Lösungen des Gleichungssystems

$$(M - \Lambda_n E)\,\mathcal{E}^{(n)} = 0 \qquad n = 1,2,3 \qquad (5\,A)$$

oder

$$\begin{aligned} (M - \Lambda_1 \cdot E)\,\mathcal{E}^1 &= 0 \\ (M - \Lambda_2 \cdot E)\,\mathcal{E}^2 &= 0 \\ (M - \Lambda_3 \cdot E)\,\mathcal{E}^3 &= 0 \end{aligned} \qquad (6\,A)$$

für n=1 gilt:

$$\begin{aligned} -(\lambda_f + \varkappa_1 + \varkappa_2 + \Lambda_1)\,x_1^1 + 0 \cdot x_2^1 + 0 \cdot x_3^1 &= 0 \\ +\varkappa_1 x_1^1 - (\lambda_2 + \Lambda_1) \cdot x_2^1 + 0 \cdot x_3^1 &= 0 \\ +\varkappa_2 x_1^1 - 0 \cdot x_2^1 - (\lambda_3 + \Lambda_1)\,x_3^1 &= 0 \end{aligned} \qquad (7\,A$$

für n=2 gilt :

$$
\begin{aligned}
-(\lambda_f + \varkappa_1 + \varkappa_2 + \Lambda_2)\, x_1^{\,2} + 0 \cdot x_2^{\,2} + 0 \cdot x_3^{\,2} &= 0 \\
\varkappa_1 x_1^{\,2} - (\lambda_2 + \Lambda_2) \cdot x_2^{\,2} + 0 \cdot x_3^{\,2} &= 0 \\
\varkappa_2 x_1^{\,2} - 0 \cdot x_2^{\,2} - (\lambda_3 + \Lambda_2)\, x_3^{\,2} &= 0
\end{aligned}
\qquad (8A)
$$

für n=3 gilt :

$$
\begin{aligned}
-(\lambda_f + \varkappa_1 + \varkappa_2 + \Lambda_3)\, x_1^{\,3} + 0 \cdot x_2^{\,3} + 0 \cdot x_3^{\,3} &= 0 \\
\varkappa_1 x_1^{\,3} - (\lambda_2 + \Lambda_3)\, x_2^{\,3} + 0 \cdot x_3^{\,3} &= 0 \\
\varkappa_2 x_1^{\,3} - 0 \cdot x_2^{\,3} - (\lambda_3 + \Lambda_3)\, x_3^{\,3} &= 0
\end{aligned}
\qquad (9A)
$$

aus der Gleichung (7A) folgt :

$x_1^{\,1}$ ist unbestimmt,

$$
x_2^{\,1} = x_1^{\,1} \frac{\varkappa_1}{\lambda_2 + \Lambda_1} \quad \text{und} \quad x_3^{\,1} = \frac{\varkappa_2}{\lambda_3 + \Lambda_1} \qquad (10A)
$$

der Eigenvektor ξ^1 hat daher die Form: $$\xi^1 = x_1^1 \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ \frac{\varkappa_1}{\lambda_2+\Lambda_1} \\ \frac{\varkappa_2}{\lambda_3+\Lambda_1} \end{pmatrix} \qquad (11A)$$

aus der Gleichung (8A) folgt :

$$x_1^2 = 0 \,, \quad x_2^2 \text{ ist unbestimmt}, \quad x_3^2 = 0 \qquad (12A)$$

der Eigenvektor ξ^2 lautet also : $$\xi^2 = x_2^2 \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} \qquad (13A)$$

aus der Gleichung (9A) folgt :

$$x_1^3 = 0 \,, \quad x_2^3 = 0 \,, \quad x_3^3 \text{ ist unbestimmt} \qquad (14A)$$

der Eigenvektor ξ^3 läßt sich daher schreiben:

$$\xi^3 = x_3^3 \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \qquad (15A)$$

Die Lösungen des Gleichungssystem (1 A) lauten :

$$\vec{n} = \vec{\xi}^{(1)} e^{\lambda_1 t} + \vec{\xi}^{(2)} e^{\lambda_2 t} + \vec{\xi}^{(3)} e^{\lambda_3 t} \qquad (16\,A)$$

aus den Gleichungen (4A),(11A),(13A) und (15A) ergibt sich :

$$\vec{n} = \begin{pmatrix} n_1 \\ n_2 \\ n_3 \end{pmatrix} = x_1^1 \begin{pmatrix} 1 \\ \frac{\varkappa_1}{\lambda_2+\lambda_1} \\ \frac{\varkappa_2}{\lambda_3+\lambda_1} \end{pmatrix} e^{-(\lambda_1+\varkappa_1+\varkappa_2)\cdot t} + x_2^2 \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} e^{-\lambda_2 t} + x_3^3 \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} e^{-\lambda_3 t}$$

(17A)

Die Anfangsbedingungen für t=0 lauten : $n_1(o)= n_o$, $n_2(o)= 0$ und $n_3(o)= 0$, dann wird aus (17A) :

$$\vec{n}(0) = \begin{pmatrix} n_0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x_1^1 \\ x_1^1 \frac{\varkappa_1}{\lambda_2+\lambda_1} + x_2^2 \\ x_1^1 \frac{\varkappa_2}{\lambda_3+\lambda_1} + x_3^3 \end{pmatrix} \qquad (18\,A)$$

Der Vergleich der Komponenten in (18A) ergibt :

$$X_1^{\,1} = n_0$$

$$X_2^{\,2} = -n_0 \frac{\varkappa_1}{\lambda_2 + \Lambda_1} \qquad (19\,A)$$

$$X_3^{\,3} = -n_0 \frac{\varkappa_2}{\lambda_3 + \Lambda_1}$$

(19A) in (17A) eigesetzt führt zu den Beziehungen :

$$\frac{n_1(t)}{n_0} = e^{+\Lambda_1 t}$$

$$\frac{n_2(t)}{n_0} = \frac{\varkappa_1}{\lambda_2+\Lambda_1} e^{+\Lambda_1 t} - \frac{\varkappa_1}{\lambda_2+\Lambda_1} e^{-\lambda_2 t} \qquad (20\,A)$$

$$\frac{n_3(t)}{n_0} = \frac{\varkappa_2}{\lambda_3+\Lambda_1} e^{+\Lambda_1 t} - \frac{\varkappa_2}{\lambda_3+\Lambda_1} e^{-\lambda_3 t}$$

$$n(t) = n_1(t) + n_2(t) + n_3($$

Die experimentell gemessene Vernichtungsrate R(t) der Positronen ergibt sich zu

$$R(t) = -\frac{d\,n(t)}{dt\;n_0} = \Lambda_1 \left(1 + \frac{\varkappa_1}{\lambda_2+\Lambda_1} + \frac{\varkappa_2}{\lambda_3+\Lambda_1}\right) e^{\Lambda_1 t} - \frac{\varkappa_1 \Lambda_2}{\lambda_2+\Lambda_1} e^{-\lambda_2 t} - \frac{\varkappa_2 \Lambda_3}{\lambda_3+\Lambda_1} e^{-\lambda_3}$$

(32 A)

$$R(t) = R_1(t) + R_2(t) + R_3(t)$$

(21A)

Die Intensitäten A_n der Lebensdauerkomponenten sind :

$$A_n = \int_0^\infty R_N(t)\,dt \Rightarrow A_1 = 1 + \frac{\alpha_2}{\lambda_2 + \Lambda_1} \frac{\alpha_3}{\lambda_3 + \Lambda_1}$$

$$A_2 = -\frac{\alpha_2}{\lambda_2 + \Lambda_1} \qquad (21A)$$

$$A_3 = -\frac{\alpha_3}{\lambda_3 + \Lambda_1}$$

wobei $1 = J_1 + J_2 + J_3$ und $\Lambda_1 = -(\lambda_1 + \alpha_1 + \alpha_2)$.

L I T E R A T U R :

[1] B.Bergersen,E.Payanne,Appl.Phys. 4,35,1974

[2] J.P.Carbotta and H.L.Arora,Canad.J.Phys. 45,387.1967

[3] R.Paulin,R.Ripon and W.Brandt,Phys.Rev.Lett. 31,1214,1973

[4] A.P.Mills and L.Pfeiffer,Phys.Rev.Lett. 36,1389,1976

[5] A.D.Mokrushin and R.Kh.Sabirov,Phys.Stat.Sol 9o,99,1978

[6] W.K.Warburton,M.A.Shulman,Phys.Lett. 6oA,448,1977

[7] P.A.M.Dirac,Proc.Camb.phil.Soc.math.phys.Sci. 26,361,193o

[8] S.Berko,J.S.Plaskett,Phys.Rev. 112,1877, 1958

[9] W.Triftshäuser,Advances in Solid State Physics, 15,381,1975

[1o] A.P.Mills and L.Pfeiffer,Phys.Lett. 63A,118,1977

[11] W.Klose,Kleine Einf. in die mod.Festkörperphys. Bertelmann, 1o8,197o

[12] P.J.Ousoph,J.L.Du Bard,Am.J.Phys. 46,74o,1978

[13] C.D.Connors,R.N.West,Phys.Lett. 3oA,24,1969

[14] A.Seeger,Appl.Phys. 4,183,1974

[15] S.Mantl and W.Triftshäuser,Phys.Rev.B17,1645,1978

[16] W.Brandt,Appl.Phys. 5,1,1974

[17] S.Mantá,Dissertation,Jül.Rep. 1359,1976

[18] T.M.Hall,A.N.Goland and C.L.Snead,Phys.Rev.B, 1o,3o62,1974

[19] W.Brandt and L.J.Cheng,Phys.Lett. 5oA,439,1975

[2o] A.N.Goland and T.H.Hall,Phys.Lett. 45A,397,1973

[21] M.Eldrup,Dissertation,Techn.Univ.of Denmark,Lyngby, 1972

[22] W.Triftshäuser,J.D.Mc Gervey,Appl.Phys. 6,177,1975

[23] P.R.Evans and T.Hlaing,Journ.Phys.F. 7,821,1977

[24] A.Seeger,Appl.Phys. 7,85,1975

[25] C.H.Hodges and H.Trinkaus,Solid.St.Comm. 18,857,1976

[26] Ch.Kittel,Einführung in die Festkörperphysik,Oldenburg Verlag,1973

[27] H.J.Ache,Angew.Chemie, 84,234,1972

[28] W.Beyer,Fachbereich Physik,Univ.Marburg,private Information

[29] J.J.Kelly and M.Lambrecht,Phys.Lett. 60A,475,1977

[30] A.P.Mills and L.Pfeiffer,Phys.Rev.Lett. 36,1389,1976

[31] P.Sen,J.Phys.A 4,744,1971

[32] M.Dorikens,C.Dauwe and L.Dorikens-Vanpreat,Appl.Phys. 4,271,1974

[33] P.Senn and C.Sen,J.Phys.C 7,2776,1974

[34] S.Dannefaer,G.W.Dean,D.P.Kerr,B.G.Hogg,Phys.Rev.B. 14,2709,1976

[35] B.T.A.McKee,H.C.Jamieson,A.T.Stewart,Phys.Rev.·Lett. 31,634,1973

[36] D.C.Connors and R.West,Phys.Lett. 30A,24,1969

[37] C.Hodges,J.Phys.F. 4,230,1974

[38] C.K.Yeh,C.Meng,Y.H.Lee,L.J.Cheng,Rad.Effekt. 24,95,1975

[39] H.Weisberg and S.Berko,Phys.Rev. 154,249,1967

[40] W.Brandt and R.Paulin,Phys.Rev.B 15,2511,1977

[41] W.Brandt and R.Paulin,Phys.Rev.B 7,2430,1972

[42] O.Sueoka and S.Koide,J.of the Phys.Soc.Jap. 41,116,1976

[43] K.P.Arefiev,A.A.Tsoi and S.A.Vorobiev,Phys.stat.sol.(a) 47,K149,1978

[44] J.R.Brimhall,L.A.Page,Nuovo Cimento, B43,119,1974

[45] J.K.Mc Kenzie,P.C.Lichtenberger,Appl.Phys. 3,393,1974

[46] S.Dannefaer,G.Trumpy,R.M.Cotterill,J.Phys. C7,1261,1974

[47] S.J.Tao,Appl.Phys. 16,409,1978

[48] G.D.Watkins,Lattice Defects in Semiconductors,Institut of Physics,London,1974

[49] G.D.Watkins and J.W.Corbett,Phys.Rev. 121,1001,1961

[50] G.D.Watkins and J.W.Corbett,Phys.Rev. 134,1359,1964

[51] G.D.Watkins,Phys.Rev.B. 13,2511,1976

[52] J.W.Corbett and G.D.Watkins,Phys.Rev.Lett. 7,314,1961

[53] J.W.Corbett,Defects in Crystalline Solides,B.Henderson,1974

[54] L.J.Cheng,J.C.Corelli,J.W.Corbett and and G.D.Watkins,Phys.Rev. 152,761,1966

[55] Y.H.Lee and J.W.Corbett,Phys.Rev.B 8,281o,1973

[56] W.Frank,Lattice Defects in Semiconductors,Institute of Physics, 23,29,1974

[57] Y.H.Lee and J.W.Corbett,Sol.St.Comm. 15,1781,1974

[58] K.L.Brower,Phys.Rev.B 14,872,1976

[59] L.C.Kimerling,IEEE Trans.Nuclear Sci. 23,1497,1976

[6o] J.C.Brabant,M.Puynet,J.Borbolla,Journ.of appl.Physics, 47,48o9,1976

[61] P.M.Mooney,L.J.Cheng,M.Süli, Phys.Rev.B. 15,3836,1977

[62] T.Wada,Journ.of appl.Physics, 48,2145,1977

[63] R.Paulin,R.Ripon and W.Brandt,Phys.Lett. 31,1214,1973

[64] G.K.Wertheim,Phys.Rev. 3,115,1959

[65] L.J.Cheng,C.K.Yeh,S.J.Ma,C.S.Su,Phys.Rev.B. 9,288o,1973

[66] K.Yasuda,S.Ikuda,M.Takeda and H.Masuda,Journ.of appl.Phys. 48,2145,1977

[67] R.E.Mc Keighen and S.J.Kochler,Radiation Effects in Semiconductors,141

[68] J.W.Corbett,J.C.Bourgin,L.J.Cheng,J.C.Corelli,Y.H.Lee,P.M.Mooney and C.Weigel,Radiation Effects in Semiconductors,London, 31,1976

[69] R.E.Whan and V.L.Vook,Phys.Rev. 153,814,1967

[7o] Jül.Report, S 79 FN 1969,Kernforschungsanlage Jülich

[71] T.M.Hall,A.N.Golanf and C.L.Snead,Phys.Rev.B 1o,3o62,1974

[72] P.Weinzierl,Nuklearelektronik,Springer Verlag,197o

[73] U.Holzhauer,Diplomarbeit 1973,Fachbereich Physik,Univ.Marburg

[74] P.Kirkegaard,M.Eldrup,Comp.Phys.Comm. 7,4o1,1974

[75] M.Bertolaccini and L.Zappa,Nuovo Cimmento, 211,487,1967

[76] D.Herlach and K.Maier,Appl.Phys. 197,1976

[77] N.U.Duve and R.J.Blanc,Appl.Phys. 16,197,1978

[78] J.F.Collwell,Rad.Effects, 24,239,1975

[79] L.J.Cheng,C.H.Yeh and C.S.Su,Phys.Rev.B8,2880,1973

[80] N.J.Shevchik and W.Paul,I.non cryst.Solids, 16,55,1974

[81] D.Hoff,U.Holzhauer,M.Hoheisel,W.Fuhs,F.W.Richter,DPG Frühjahrstag. 1979

[82] S.Dannefaer and D.P.Kerr,Nucl.Instr.and Meth. 131,119,1975

[83] M.Lax,Phys.Rev. 119,1502,1960

Herrn Prof.Dr.W.Fuhs möchte ich für die wertvolle Unterstützung bei der Durch=
führung der gesamten Arbeit und für die vielen klärenden Diskussionen danken.

Herrn Prof.Dr.F.W.Richter möchte ich für die zahlreichen Hinweise und experimen=
tellen Ratschläge danken.

Herrn Dr.R.Sturm danke ich für die Idee zu dieser Arbeit.

Weiterhin gilt mein Dank Herrn Dr.S.Mantl für seine Hilfe bei der Durchführung der Bestrahlungsexperimente in Jülich.Herrn Prof.Dr.W.Triftshäuser schulde ich Dank für die Zurverfügungstellung seines Labors in der Kernforschungsanlage Jülich.
Bedanken möchte ich mich auch bei Herrn Dr.W.Beyer für die Durchführung der Leitfähigkeits-und Thermokraftmessungen, sowie Herrn M.Hoheisel für die Wei=
terentwicklung der Auswerteprogramme. und Herrn Dipl.Phys.D.Hoff für manche Diskussion.
Herzlich bedanken möchte ich mich auch bei Herrn Kock für die oftmaligen Reparature der elektronischen Meßanlagen.

Lebenslauf

28.9.1944	geboren in Warburg/Westfalen
1951 - 55	Besuch der Bürgerschule Unterneustädter Kirchplatz in Kassel
1964	Abitur an der Goetheschule in Kassel
1965	Beginn des Studiums an der Philipps-Universität in Marburg
1967	Vordiplom in Physik
1972	Diplom in Physik,

In der Arbeitsgruppe von Herrn Dr.Sturm beschäftigte ich mich während meiner Diplomarbeit mit Winkelkorrelationsmessungen und der mathematischen Beschreibung von monochromatischen Gammaspektren.Im Jahre 1974 begann ich mit dem Aufbau einer Positronenmeßapparatur zur Untersuchung von positroniumähnlichen Zuständen in den Halbleitern Silizium und Selen. Eine von W.Brandt 1975 veröffentlichte Arbeit über die Wechselwirkung der Positronen mit Fehlstellen in Silizium gab dann die Grundlage der vorliegenden Dissertation.

Meine akademischen Lehrer waren die Herren Professoren
Walcher,Wolter,Cappeller,Fuhs,Richter,Ludwig,Großmann,Grawert, Elbel,Stock in Physik
H.A.Schmidt,Peyerimhoff,Avakumovic,Wirsing,Körner,Huckemann in Mathematik
Dimroth,Mahr,Pfeil und Starke in Chemie